MESSUNG DER VISKOSITÄT VON KOHLENDIOXID UND PROPYLEN

HANS JOSEF HAEPP

1975

MESSUNG DER VISKOSITÄT VON KOHLENDIOXID UND PROPYLEN

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktor-Ingenieurs
— genehmigt von der Fakultät für Maschinenbau —
der Ruhr-Universität Bochum

von

Dipl.-Phys. Hans Josef Haepp

aus Stadtkyll (Eifel)

Bochum 1975

Doktorarbeit eingereicht am: 22. Oktober 1975
Tag der mündlichen Prüfung: 19. Dezember 1975
Referent: o. Prof. Dr.-Ing. K. Stephan
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. W. Wagner

Die vorliegende Untersuchung entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter und Assistent von Prof.Dr.-Ing.K.Stephan am Institut für Thermo-und Fluiddynamik der Ruhr-Universität Bochum.

Meinem Lehrer, Herrn Prof.Dr.-Ing.K.Stephan, der diese Arbeit angeregt und ermöglicht hat, danke ich für die großzügige Förderung sowie für die Mühe und Zeit, die er zum Gelingen der Dissertation aufgewendet hat.

Herrn Prof.Dr.-Ing.W.Wagner, der freundlicherweise das Korreferat übernommen hat, danke ich für sein Interesse an den Ergebnissen dieser Untersuchung.

Danken möchte ich ferner allen Mitarbeitern des Instituts, die zu dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt meinen Kollegen Herrn Privatdozent Dr.-Ing.K.Lucas, Herrn Dr.-Ing.R.Pollak und Herrn Dr.-Ing.K.Tischendorf, die mich in zahlreichen Gesprächen durch wertvolle Anregungen unterstützt haben.

Bochum, im Dezember 1975

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Inhalt Seite

Formelzeichen 5

1. Einleitung 7

1.1 Aufgabenstellung 9

2. Versuchsanlage 10

2.1 Aufbau und Wirkungsweise der Versuchsanlage 10

2.2 Meßzelle 12

2.2.1 Druckbehälter 14
2.2.2 Dreh-Meßtisch 14
2.2.3 Schwingungssystem 14
2.2.3.1 Feststehende Bauteile 16
2.2.3.2 Schwingscheibe 16
2.2.3.3 Torsionsfaden 17
2.2.3.4 Reflektor und Verschraubungen 18
2.2.4 Optisches Fenster 18
2.2.5 Heizbehälter 19

2.3 Optisches System 21

2.4 Versorgungseinheit 22

2.5 Meßmethoden und verwendete Meßgeräte 23

2.5.1 Temperaturmessung 23
2.5.2 Druckmessung 24
2.5.3 Amplitudenmessung 24
2.5.4 Zeitmessung 24

3. Versuchsdurchführung 26

3.1 Versuchsprogramm 26

3.2 Vorbereitung der Versuchsanlage 26

3.3 Vorbereitende Messungen 26

3.3.1 Vergleich der Thermospannungen 26

Seite

3.3.2 Bestimmung des Trägheitsmomentes der Schwingeinheit 27
3.3.3 Bestimmung des Abstandes zwischen Meßskala und senkrechter Achse der Meßzelle 28
3.3.4 Bestimmung der Winkelauflösung 28
3.3.5 Bestimmung des logarithmischen Dekrements im Vakuum 28
3.3.6 Messung der Schwingungszeit im Vakuum 30
3.3.7 Messung der Spaltbreiten 31

3.4 Versuchsablauf 32

4. Auswertung und Fehlerabschätzung 35

4.1 Absolutauswertung 36

4.2 Relativauswertung 38

4.3 Dichteberechnung 41

4.4 Fehlerabschätzung 47

4.4.1 Fehlerabschätzung für die Absolutauswertung 48
4.4.2 Fehlerabschätzung für die Relativauswertung 49

5. Ergebnisse 51

5.1 Darstellung der Meßergebnisse 51

5.2 Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse 51

5.3 Diskussion der Meßergebnisse 54

5.4 Vergleich mit anderen Meßergebnissen 58

5.5 Darstellung der Meßergebnisse durch Gleichungen 59

6. Zusammenfassung 65

Literaturverzeichnis 67

Anhang (Tabellen 3 bis 5) 72

Formelzeichen

b, B	mittlere Spaltbreite
b_1, b_2	obere bzw. untere Spaltbreite
C_N, C	Gerätekonstante
D	Gesamtspaltbreite
d	Scheibendicke
J	Trägheitsmoment
l	Länge
M	viskoses Moment oder Molmasse
m	Masse
p	Druck
R	Scheibenradius
R	Gaskonstante
r	Radius oder Koordinate
T	Temperatur
$T_N = \frac{T}{T_k}$	normierte Temperatur
t	Zeit
w	Geschwindigkeit
x, y	Skalenlänge oder Ortskoordinate
α, β	Winkel
δ	Grenzschichtdicke
Δ	Differenz
η	dynamische Viskosität
η_o	dynamische Viskosität verdünnter Gase
$\frac{\Delta\eta}{\eta}$	relativer Fehler nach Gl. (41)
$\overline{\frac{\Delta\eta}{\eta}}$	mittlerer relativer Fehler nach Gl.(42)
$\theta = \frac{t}{t_o}$	Zeitverhältnis
Λ	logarithmisches Dekrement
λ	Wellenlänge
μ	Dämpfung
τ	Schubspannung oder Schwingungsdauer

ν	kinematische Viskosität
ρ	Dichte
$\rho_N = \frac{\rho}{\rho_k}$	normierte Dichte
Ω	Winkelgeschwindigkeit
ω	Kreisfrequenz

Indizes

o	Vakuum
k	kritisch
m, n	Laufvariable

1. Einleitung

Für die Berechnung laminarer Strömungen sind neben den Bilanzgleichungen für Masse, Energie und Impuls und den thermodynamischen Zustandsgrößen die Transportgleichungen für Diffusions-, Energie- und Impulsstrom erforderlich. In den Transportgleichungen treten die Koeffizienten für Diffusion, Wärmeleitfähigkeit und Viskosität auf. Diese Größen beschreiben den molekularen Transport in Nichtgleichgewichtsystemen und sind allgemein temperatur- und druckabhängig.

Die dynamische Viskosität η ist für Newton'sche Fluide durch das Newton'sche Schubspannungsgesetz

$$\tau = \eta \frac{dw}{dy} \qquad (1)$$

definiert.

τ ist die Schubspannung, die eine laminare Strömung auf eine parallel zur Strömungsrichtung liegende Fläche ausübt, wenn das Geschwindigkeitsgefälle senkrecht zur Fläche $\frac{dw}{dy}$ beträgt.

Zur Berechnung der Viskosität wurden in Abhängigkeit vom thermodynamischen Zustand der Fluide verschiedene Methoden auf der Grundlage der kinetischen Theorie sowie phänomenologische Ansätze entwickelt, vgl. Hirschfelder /1/.

Für verdünnte Gase*) mit einfacher Molekülstruktur liefert die kinetische Theorie bei Kenntnis der Moleküldaten gute Ergebnisse. Die Moleküldaten können ihrerseits häufig nur aus Messungen der Transportkoeffizienten bestimmt werden.

Für praktische Rechnungen sind die bisher auf der Grundlage der kinetischen Theorie und der Statistik hergeleiteten Gleichungen bei höheren Drücken nicht geeignet. Phänomenologische Ansätze liefern größtenteils nur für einzelne Stoffe oder Stoffgruppen eine befriedigende Übereinstimmung mit Meßergebnissen.

*) Die Bezeichnung "verdünnte Gase" wird für den Zustandsbereich gewählt, in dem die Viskosität nur eine Funktion der Temperatur ist.

Eine universelle Formulierung des Korrespondenzprinzips nach Lucas /2/ ermöglicht die Berechnung der Transportkoeffizienten reiner fluider Stoffe unabhängig von der Molekülstruktur über einen weiten Temperatur- und Druckbereich. Meßwerte in der Umgebung des kritischen Punktes und der Dampfdruckkurve lassen sich bisher nur unbefriedigend durch Gleichungen darstellen.

Die bekanntesten Meßmethoden zur Bestimmung der Viskosität von Gasen sind die Kapillar- /3/, Fall- /4,5/ und Schwingmethode /6,7/. Die Darstellung der verschiedenen Verfahren und ihrer theoretischen Grundlagen ist in /8,9/ enthalten.

Am häufigsten wurde bei den bisher durchgeführten Messungen das Kapillarviskosimeter angewendet, das sehr genaue Meßwerte liefert. Dies zeigen insbesondere die Messungen von Michels vom van der Waals Laboratorium. Für Messungen in der Umgebung des kritischen Punktes und in der Nähe der Phasengrenzkurve ist diese Methode nur bedingt geeignet, da Druckunterschiede, die sich während des Meßvorganges über die Länge der Kapillare aufbauen, in diesem Bereich der thermodynamischen Zustandsfläche zu erheblichen Dichteänderungen des Fluids führen /10/.

Ähnliche Schwierigkeiten ergeben sich in diesem Bereich bei Verfahren nach der Fallmethode. Hierbei wird das Fluid, das sich entlang eines fallenden oder rollenden Gegenstandes in einem definierten Abstand zur Zylinderwand bewegt, durch die zu Beginn des Meßvorgangs beschleunigte Bewegung des Fall- oder Rollkörpers verdichtet. Dieser Druckanstieg führt in Abhängigkeit vom thermodynamischen Zustand des Gases zur Kondensation. Ein wesentlicher Nachteil dieser Verfahren gegenüber der Kapillarmethode ist darin zu sehen, daß nach den bisher bekannten Auswertverfahren keine Absolutmessungen der Viskosität möglich sind /11/.

Vom Meßprinzip her günstigere Bedingungen bietet das Schwingscheibenviskosimeter, mit dem aufgrund der theoretischen und experimentellen Studien von Kestin und Mitarbeitern die Meßgenauigkeit des Kapillarviskosimeters erreicht werden kann /12/. Messungen von Kestin /13/, die in Abschnitt 5.4 diskutiert werden, haben außerdem ergeben, daß das Schwingscheibenviskosimeter für Messungen in der Nähe des kritischen Punktes und der Phasengrenzkurve besser geeignet ist als das Kapillarviskosimeter, da durch die langsame Schwingbewegung der Scheibe im Meßspalt vernachlässigbare Druckänderungen erzeugt werden.

1.1 Aufgabenstellung

Meßergebnisse der Viskosität liegen für viele Gase nur in begrenzten Druck- und Temperaturbereichen vor. Eine geschlossene Darstellung unter Berücksichtigung der Daten in der Nähe des kritischen Punktes und der Phasengrenzkurve ist daher nur bedingt möglich, was den Test und die Weiterentwicklung der bestehenden Theorien und der praktischen Rechenverfahren einschränkt.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, ein Schwingscheibenviskosimeter zur Messung der Viskosität von Gasen bis in die Nähe des kritischen Punktes sowie im überkritischen Bereich zu entwickeln und Messungen für Kohlendioxid und Propylen durchzuführen.

2. Versuchsanlage

2.1 Aufbau und Wirkungsweise der Versuchsanlage

Der Versuchsstand besteht aus der Meßzelle, der Versorgungseinheit und der Meßwerterfassungsanlage.

In Bild 1 ist das Schema der Versuchsanlage dargestellt. Bild 2 zeigt eine photographische Aufnahme der Anlage ohne Meßwerterfassungseinheit.

Der Druckbehälter, der mit dem eingebauten Schwingungssystem die Meßzelle bildet, ist in einem Dreh-Meßtisch gelagert. Durch Auslenken des Behälters um dessen Mittelachse wird die Schwingscheibe, die über einen Torsionsfaden mit dem oberen Deckel der Meßzelle verbunden ist, zum Schwingen um die senkrechte Geräteachse angeregt. Der Bewegungsablauf der Scheibe wird mit Hilfe eines Lichtstrahls, der an einem an der Schwingscheibe befestigten Spiegel reflektiert wird, auf eine Meßskala projiziert.

Die durch das Gas bewirkte Dämpfung $\Delta\mu$ läßt sich aus den Meßwerten für Schwingungszeit und Schwingungsamplitude bestimmen. Bei bekanntem logarithmischem Dekrement Λ_o des Schwingungssystems im Vakuum erhält man für die Dämpfung

$$\Delta\mu = \Lambda - \theta\,\Lambda_o \quad . \tag{2}$$

Λ ist das aus den Schwingungsamplituden ermittelte logarithmische Dekrement. Das Verhältnis der Schwingungszeit im Gas zu der im Vakuum wird durch die Größe

$$\theta = \frac{t}{t_o} \tag{2a}$$

beschrieben.

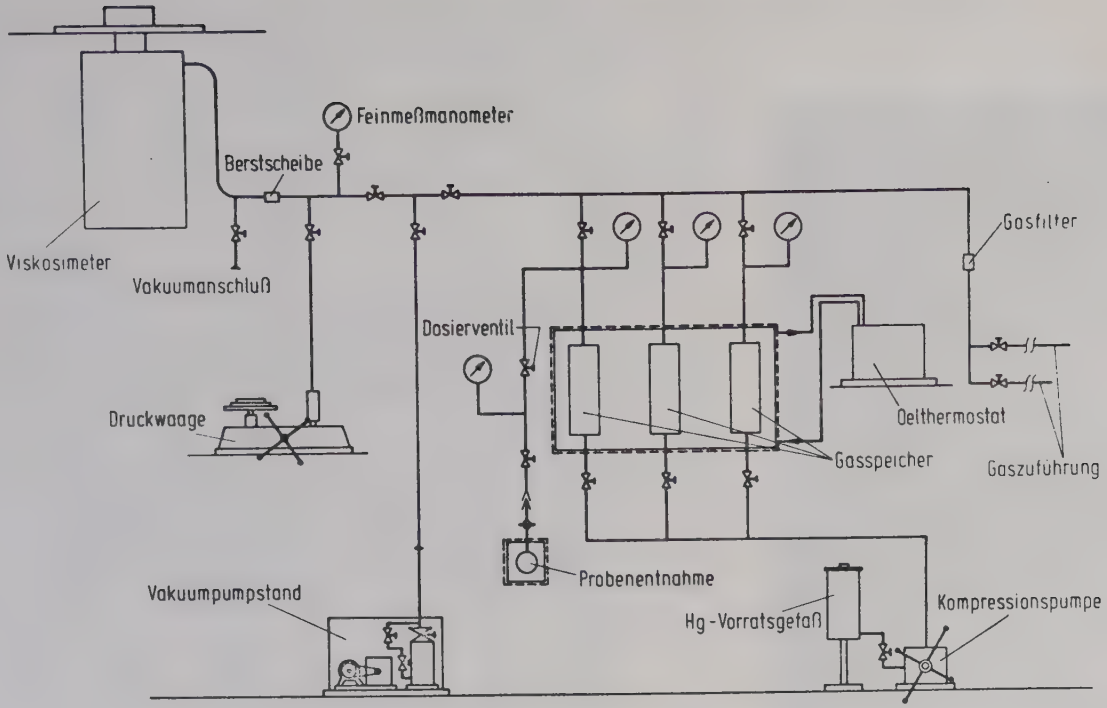

Bild 1: Schema der Versuchsanlage

Bild 2: Versuchsanlage ohne Meßwerterfassungseinheit

Die Versorgungseinheit dient zur Speicherung der Meßgase. Hierzu befinden sich drei Hochdruckbehälter, die mit einer Kompressionspumpe verbunden sind, in einem geschlossenen Thermostaten. Die Gase werden in dem Thermostaten auf die jeweilige Versuchstemperatur vorgeheizt und über einen Filter in die Meßzelle eingefüllt. Durch den dargestellten Aufbau ist es möglich, die Versorgungseinheit für die Herstellung von Gasgemischen zu verwenden.

Die elektrischen Ausgangssignale der Thermoelemente zur Temperaturmessung und des Dehnmeßstreifendruckaufnehmers zur Druckkontrolle werden mit einer digitalen Meßwerterfassungsanlage auf Lochstreifen übertragen.

2.2 Meßzelle

Die Konstruktion der Meßzelle einschließlich Heizbehälter und Konsolaufhängung ist aus Bild 3 ersichtlich.

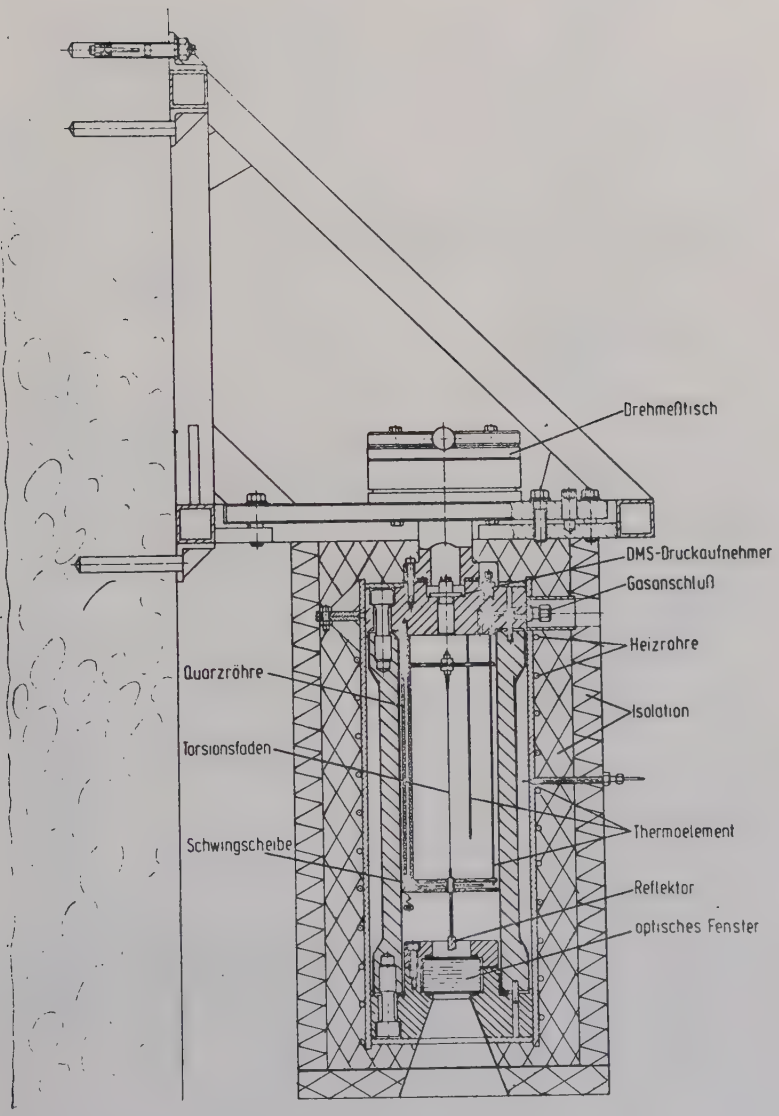

Bild 3: Meßzelle mit Heizbehälter und Konsolaufhängung

2.2.1 Druckbehälter

Der Druckbehälter ist aus nichtrostendem, austenitischem Stahl (DIN 17445) für einen maximalen Betriebsdruck von 200 bar und für Temperaturen zwischen 20 °C und 300 °C gefertigt.

Die Konstruktion des Druckbehälters mit der Konsole und dem Heizbehälter ist in /14/ beschrieben.

2.2.2 Dreh-Meßtisch

Als Lager für die Meßzelle wurde ein für optische Versuchsaufbauten bestimmter Dreh-Meßtisch gewählt. Die Rundlaufgenauigkeit des Meßtisches beträgt 2 µm, die Parallelität der Planflächen 4 µm (Angabe des Herstellers). Durch diese geringen Lagertoleranzen werden bei genau in die Geräteachse justiertem Schwingungssystem Pendelbewegungen der Schwingscheibe bei der Drehung der Meßzelle verhindert.
Die Auslenkung um einen vorgegebenen Nullpunkt läßt sich auf einer Winkelskala mit Noniusteilung überprüfen. Der Nullpunkt kann mit einer Feinstellschraube bis zu einer Winkelabweichung von 2" eingestellt werden. Die Eichung des optischen Strahlenganges unter Verwendung des Dreh-Meßtisches wird in Abschnitt 3.3.4 beschrieben.

2.2.3 Schwingungssystem

Der Aufbau des Schwingungssystems und eine Detailzeichnung der Verschraubungen ist in Bild 4 enthalten. Die dargestellten Komponenten sind mit Ausnahme der Miniaturverschraubungen und dem Reflektor aus Quarzglas gefertigt.

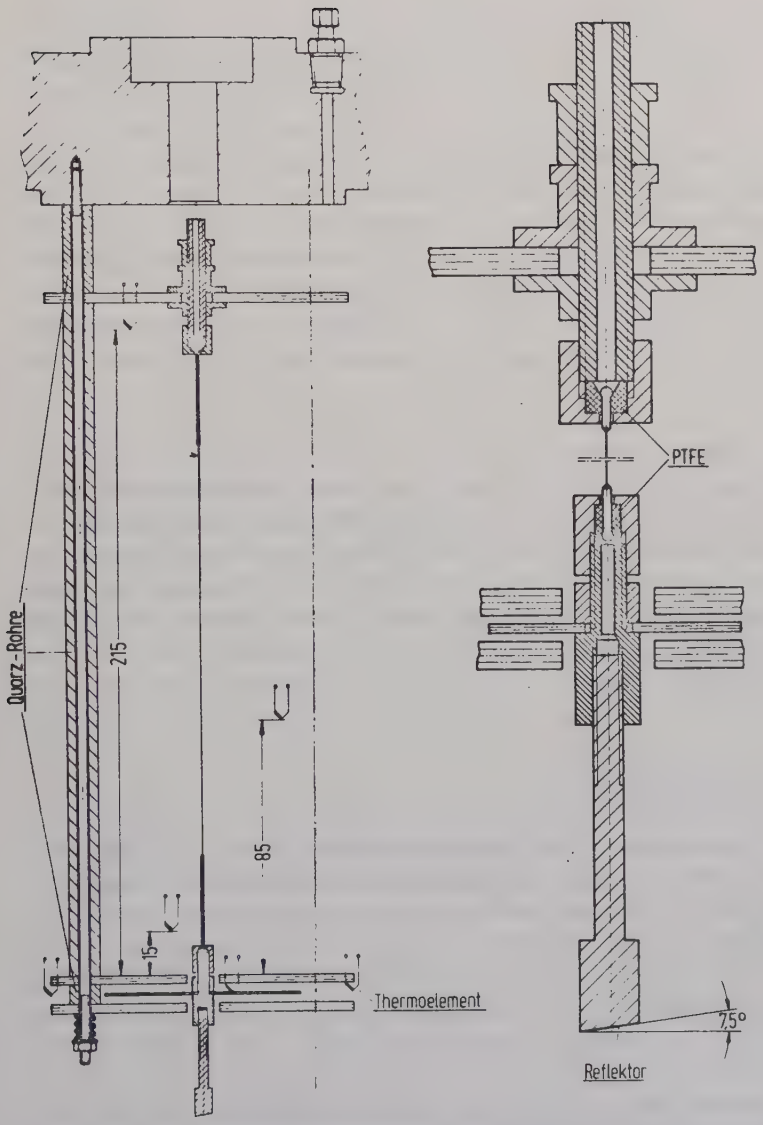

Bild 4: Schwingungssystem

2.2.3.1 Feststehende Bauteile

Die obere Scheibe dient zur Aufhängung und zur starren Verbindung des Torsionsfadens mit dem Druckbehälter. Sie wird über drei Quarzröhren auf einem vorgegebenen Abstand von der oberen Scheibe des Meßspalts gehalten. Die Längentoleranz der Quarzröhren beträgt maximal 0,01 mm. Zur Festlegung des Meßspalts können zwischen den unteren feststehenden Scheiben drei Sätze von Distanzringen mit unterschiedlicher Länge eingebaut werden. Die Stirnflächen der Distanzringe sind parallel geschliffen und poliert. Ihr Längenunterschied beträgt maximal 0,001 mm. Die Planflächen der feststehenden Scheiben sind bis zu einer Oberflächengenauigkeit von $\lambda/2$ poliert.

Zur Befestigung werden die Quarzröhren und die Scheiben über drei Gewindestangen aus rostfreiem Stahl geschoben und mit dem oberen Deckel des Druckbehälters verschraubt. Die unterschiedliche thermische Ausdehnung der verwendeten Werkstoffe wird über drei Druckfedern, die am unteren Ende der Gewindestangen eingefügt werden, kompensiert. Der Vorteil dieser Kompensationsmethode für Temperaturen bis zu 700 $^{\circ}$C ist in /15/ beschrieben.

2.2.3.2 Schwingscheibe

Die Schwingscheibe ist aus blasenfreiem Quarzglas gefertigt und genügt mit einem Parallelitätsunterschied der Planflächen von < 1' und einer Ebenheit von $\lambda/4$ optischen Bedingungen.

Der Scheibenrand steht senkrecht zu den Planflächen und ist bis auf eine schmale Bruchkante poliert.

Zur Dickenmessung wurden auf die Planflächen der Scheibe mehrere schmale Silberstreifen aufgedampft und deren Abstand zwischen Ober- und Unterseite mit einem Meßmikroskop bestimmt. Bei 20 Messungen über den Querschnitt der Scheibe

wurde eine mittlere Scheibendicke von 1,1363 ± 0,0005 mm ermittelt. Der Scheibendurchmesser wurde mit Hilfe von Endmaßen und einer Meßuhr gemessen. Der mittlere Scheibendurchmesser betrug 65,084 ± 0,006 mm.

Mit den beschriebenen Eigenschaften erfüllt die Schwingscheibe die Voraussetzungen für die von Newell /16/ hergeleitete Theorie zur Messung der Viskosität aus der Schwingung einer dünnen Scheibe zwischen zwei feststehenden Platten. Diese und weitere Randbedingungen zur Anwendung dieser Theorie werden bei der Herleitung der Auswertverfahren in Kapitel 4 diskutiert.

2.2.3.3 Torsionsfaden

Bei den bisher bekannten Messungen mit Schwingscheibenviskosimetern wurden größtenteils Torsionsfäden aus Legierungen mit einem etwa 90% igen Anteil an Platin benutzt /17,18/. Testmessungen mit Pt-Rh Drähten (Anteil Pt: 92%) haben gezeigt, daß die Elastizität der Fäden bei einem Durchmesser von 0,03 mm für Temperaturen über 160 °C nahezu exponentiell abnimmt. Dieses Ergebnis wird von Kestin und Moszynski /19/ für andere Platinlegierungen bestätigt.

Im Gegensatz zu Metalldrähten kann die temperaturbedingte Änderung der Elastizität bei Quarzfäden für Temperaturen bis zu 350 °C vernachlässigt werden /20/. Ein weiterer Vorteil bei der Verwendung von Quarzfäden ist darin zu sehen, daß bei dem in Abschnitt 2.2.3.1 beschriebenen Aufbau des Schwingungssystems aus Quarzbauteilen eine zusätzliche Kompensation für die thermische Ausdehnung der Werkstoffe entfallen kann.

Die während der Versuche eingesetzten Torsionsfäden wurden aus 110 mm langen Quarzstäben mit einem Durchmesser von 2 mm gezogen. Hierzu wurde das in /15/ beschriebene Verfahren

verwendet. Im Gegensatz zu Metalldrähten ist der Durchmesser der Torsionsfäden nicht konstant über die Fadenlänge. Dies ist jedoch unwesentlich, solange die Elastizität über den gesamten Faden erhalten bleibt. Über eine Länge von 100 mm lag der Fadendurchmesser im Mittel bei 0,03 mm; die Gesamtlänge der benutzten Torsionsfäden einschließlich der starren Befestigungsstäbe betrug 210 mm.

2.2.3.4 Reflektor und Verschraubungen

Der Reflektor und die Verschraubungen zur Befestigung der Schwingscheibe und des Torsionsfadens sind in Bild 4 als Teilzeichnung dargestellt. Die Einzelteile wurden aus nichtmagnetisierbarem Stahl gefertigt.

Der Neigungswinkel der Spiegelfläche des Reflektors zur Horizontalen beträgt im eingebauten Zustand 7,5°. Zur Verbesserung des Reflexionsvermögens wurde der zunächst auf optische Bedingungen polierte Spiegel mit Gold bedampft. Der Mittelpunkt der Reflexionsfläche wurde durch ein eingraviertes Fadenkreuz gekennzeichnet.

Zur Befestigung der Schwingscheibe und des Torsionsfadens wurden mehrere bekannte Konstruktionen getestet. Als nachteilig erwies sich bei diesen Verfahren, daß sich beim Austausch des Torsionsfadens die Zentrierung des Reflektors in der oberen Platte änderte. Diese Schwierigkeit konnte mit der in Bild 4 dargestellten Konstruktion beseitigt werden. Anstelle der verwendeten Teflonhalbringe, mit denen die starren Quarzstäbe des Torsionsfadens befestigt werden, können für Temperaturen über 200 °C Halbringe aus Kupfer eingesetzt werden.

2.2.4 Optisches Fenster

Das optische Fenster im unteren Deckel des Druckbehälters

(Bild 3) besteht aus einer Glaskeramik, die sich durch ein hohes Transmissionsvermögen für ein kontinuierliches Wellenlängenspektrum verschiedener Lichtquellen auszeichnet. Die Planflächen des Fensters sind bis zu einer Ebenheit von $\lambda/2$ poliert; der Parallelitätsfehler beträgt bei einer Dicke von 35 mm etwa 10". Zur Abdichtung des Fensters wurden temperaturbeständige O-Ringe verwendet. Für Messungen oberhalb 240 ^{o}C müssen die Dichtringe durch dünne Flächendichtungen aus Platin oder Gold ersetzt werden.

2.2.5 Heizbehälter

Die Beheizung des Viskosimeters erfolgt elektrisch. Die Anordnung der Heiz- und Regelkreise ist in Bild 5 schematisch dargestellt.

Als Heizelemente dienen fünf ummantelte Hochleistungsheizröhren, die auf einen Kupferbehälter gelötet sind. Die Aufteilung der Heizröhren ist so gewählt, daß die Wärme von zwei Heizröhren mit einer Leistung von jeweils 2 kW durch Wärmeleitung an die Deckel des Druckbehälters übertragen wird. Zwischen den beiden Deckeln befindet sich ein Luftpolster, in dem die Wärme von drei Heizröhren mit einer Gesamtleistung von 4,5 kW konvektiv ausgetauscht wird.

Die Regelung der Heizleistung erfolgt mit einem kontinuierlichen PID-Regler. Die Temperatur wird hierzu in dem Luftpolster gemessen und mit der Meßzellentemperatur verglichen. Auf diese Weise lassen sich bereits Temperaturschwankungen der aufgeheizten Luft ausgleichen. Außerdem wird die Temperaturwelligkeit, die durch die erforderliche Regelzeit und die dadurch bedingte kurzzeitige Überhitzung entsteht, im Vergleich zur direkten Beheizung der Meßzelle herabgesetzt. Die Temperaturen werden zur Kontrolle während der Aufheizphase und während der Versuchsdurchführung mit einem Linienschreiber aufgezeichnet. Die Empfindlichkeit des Reglers kann

auf diese Weise überprüft und für die einzelnen Temperaturbereiche nachjustiert werden. Eine zusätzliche Regelung ist dadurch möglich, daß die Heizröhren mit je 2 kW Leistung aus dem elektronischen Regelkreis geschaltet werden und die Steuerung ihrer Heizleistung mit stufenlosen Netzspannungsreglern erfolgt.

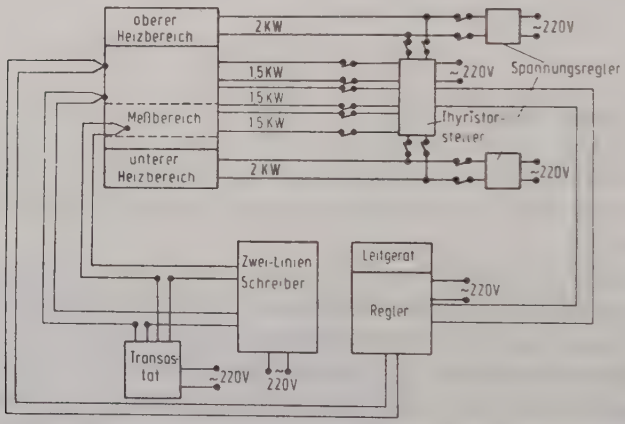

Bild 5: Schema der Heiz- und Regelkreise

Zur Isolierung werden Matten aus Keramikfasern mit einer mittleren Wärmeleitfähigkeit von 0,08 kcal/m h ^{o}C bei einer Temperatur von 300 ^{o}C (Angabe des Herstellers) verwendet. Zum Schutz gegen Luftfeuchtigkeit und zur Befestigung der Fasermatten wurde nach außen hin eine Schicht Isolierschaumstoff angebracht.

Die größten Wärmeverluste treten am optischen Fenster und am Verbindungsstück zwischen Druckbehälter und Dreh-Meßtisch auf. Diese Verluste können durch die kontinuierlich zugeführte Wärme der Heizröhren am oberen und unteren Deckel über Handsteuerung kompensiert werden.

Testmessungen über 24 Stunden ergaben für eine Temperatur von 150 °C im Meßspalt eine Welligkeit von ±0,1 °C.

2.3 Optisches System

Der optische Strahlengang zur Projizierung der Schwingung der Scheibe auf die Meßskale ist aus Bild 6 ersichtlich.

Als Lichtquelle dient eine Halogen-Lampe, deren Lichtstrahl auf eine Spaltblende fokussiert ist. Das entstehende Beugungsbild wird über ein System von zwei Bikonvexlinsen und einem Umkehrprisma auf den Reflektor der Schwingscheibe abgebildet. Der in die Meßzelle eintretende Lichtstrahl fällt senkrecht auf das optische Fenster und liegt in der Geräteachse des Druckbehälters. Nach der Reflexion des Strahls am Schwingscheibenreflektor trifft dieser unter einem Winkel von etwa 75° auf das Fenster und wird anschließend über einen kegelstumpfförmigen Reflektor auf die Meßskala projiziert. Als Ablesemarke dient die Trennlinie zwischen zwei Streifen des am Spalt gebeugten Lichtstrahls, die vor Versuchsbeginn auf den Mittelpunkt des Schwingscheibenreflektors ausgerichtet wird.

Der Vorteil dieser optischen Strahlführung gegenüber den bisher bekannten Verfahren ist darin zu sehen, daß der an dem Spiegel der Schwingscheibe reflektierte Strahl während der Bewegung der Scheibe immer unter dem gleichen Winkel auf das optische Fenster auftrifft und dadurch die Justierung des Strahlengangs gegenüber Anlagen mit horizontalem Lichteinfall wesentlich einfacher ist. Bei Viskosimetern mit horizontalem Lichteinfall ändert sich der Auftreffwinkel des reflektierten Strahls mit dem Drehwinkel der Scheibe. Die gemessenen Schwingungsamplituden zur Bestimmung des logarithmischen Dekrements müssen daher unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Brechungsindizes der Medien korigiert werden /7/.

Über die Anwendung des senkrechten Lichteintritts und der folgenden Reflexion an einem zur Horizontalen geneigten Spiegel wurde erstmals Anfang 1975 von Timrot /20/ berichtet.

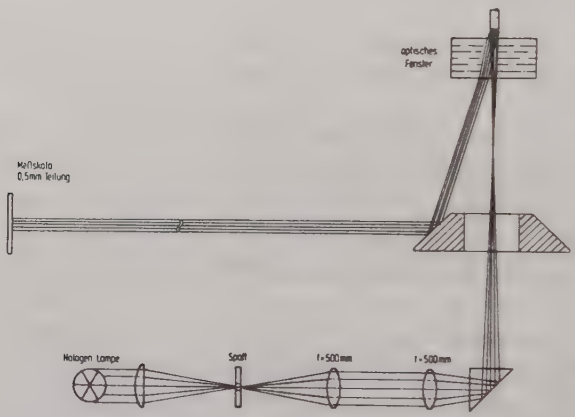

Bild 6: Optisches System

2.4 Versorgungseinheit

Das Schema der Versorgungseinheit mit den Baueinheiten Gasspeicher, Kompressionspumpe, Druckwaage und Vakuumpumpstand ist in Bild 1 (S.11) wiedergegeben.

Die drei Gasspeicher, die bei einem Volum von je einem Liter für Drücke bis 400 bar und Temperaturen bis zu 200 ^{o}C ausgelegt wurden, sind über ein System von Hochdruckleitungen und Ventilen mit den übrigen Baueinheiten verbunden. Zur Beheizung befinden sich die Behälter in einem geschlossenen Ölbad, das an einen Thermostaten angeschlossen ist. Die Kompression des Gases, das aus handelsüblichen Stahlflaschen über einen Filter in die Gasspeicher gefüllt wird,

erfolgt mit einer Hg - Handkompressionspumpe. Hierzu können die Behälter getrennt mit der Pumpe verbunden werden. Der Druck wird auf drei Rohrfedermanometern der Güteklasse 0,5 angezeigt. Bei der Herstellung von Gasgemischen dienen zwei Behälter zur Speicherung der reinen Gase, während der dritte Behälter als Mischkammer benutzt wird. Zur Konzentrationsbestimmung können Proben mit einem Glaskolben entnommen werden.

Der fahrbare Vakuumpumpstand läßt sich gleichzeitig mit dem Vakuumanschluß der Meßzelle und dem der Versorgungseinheit verbinden. Auf diese Weise ist es möglich, die beiden etwa gleichen Volume der Meßzelle und der drei Gasspeicher während des Evakuierens gegeneinander zu schalten und die aufgrund der engen Rohrquerschnitte langen Pumpzeiten zu verkürzen.

2.5 Meßmethoden und verwendete Meßgeräte

Während der Versuche waren die Meßgrößen

Gastemperatur, Gasdruck, Schwingungsamplitude und Schwingungszeit

zu bestimmen.

2.5.1 Temperaturmessung

Die Temperaturen wurden mit Eisen-Konstantan Mantelthermoelementen an den in Bild 3 (S. 15) gekennzeichneten Stellen gemessen.

Die Thermospannungen der einzelnen Elemente wurden nacheinander über die Datenerfassungsanlage, die mit einem fünfstelligen Digitalvoltmeter bestückt war, in einer Zeitfolge von zwei Sekunden abgefragt und auf Lochstreifen übertragen. Bei einem Eingangswiderstand von etwa 1000 MΩ betrug die Auflösung des Digitalvoltmeters 1 µV. Dies entspricht einer Temperaturdifferenz von 0,02 °C.

Als Vergleichsmeßstelle diente ein elektronisch gesteuerter Transostat mit einer Vergleichsstellentemperatur von 50 °C. Die vom Hersteller angegebene Temperaturwelligkeit von ≤ 0,05 °C wurde durch Testmessungen bestätigt.

2.5.2 Druckmessung

Die Druckeinstellung in der Meßzelle erfolgte mit einer Druckwaage, die an die Verbindungsleitung zwischen Druckbehälter und Versorgungseinheit angeschlossen war. Der Fehler bei der Druckmessung lag bei 0,01 % des jeweiligen Wertes. Während des Versuchsablaufes wurden die Drücke zusätzlich mit einem temperaturkompensierten Dehnmeßstreifendruckaufnehmer überprüft. Das Ausgangssignal wurde hierzu gleichzeitig mit den Thermospannungen über die Datenerfassungsanlage abgefragt.

2.5.3 Amplitudenmessung

Zur Bestimmung der Winkelamplituden wurde die lineare Auslenkung des reflektierten Strahls auf einer Meßskala mit 0,5 mm Teilung gemessen. Die Länge des Glasmaßstabes betrug 1600 mm. Der Maßstab befand sich auf einer optischen Bank in einem Abstand ℓ von der Geräteachse der Meßzelle. Die Bestimmung von ℓ und der damit gekoppelten Winkelauflösung wird in Abschnitt 3.3.3 bzw. 3.3.4 behandelt.

2.5.4 Zeitmessung

Die Messung der Schwingungszeit wurde mit zwei unabhängigen Stoppuhren durchgeführt. Die erste Stoppuhr mit einer Anzeigeunsicherheit von 0,02s wurde über ein Relais geschaltet. Die Steuerung des Relais erfolgte über eine Photodiode, die in dem Brennpunkt einer Linse von dem reflektierten Lichtstrahl angestrahlt wurde. Auf einem Impulszähler wurde gleichzeitig

die Anzahl der Nulldurchgänge des Lichtstrahls angezeigt.

Die Schwingungszeit wurde zusätzlich mit einer elektronischen Uhr mit einer Digitalauflösung von 0,01 Sekunde handgestoppt.

3. Versuchsdurchführung

3.1 Versuchsprogramm

Zur Erprobung der Anlage wurden Messungen der Viskosität für Argon bei Temperaturen zwischen 298 und 473 K und Drücken von 1, 10 und 30 bar durchgeführt. Das Meßprogramm für Kohlendioxid und Propylen umfaßte den gleichen Temperaturbereich. Die Drücke wurden dagegen von 1 bar bis zum zweifachen kritischen Druck des jeweiligen Gases in Schritten von 20 bar gesteigert.

3.2 Vorbereitung der Versuchsanlage

Vor dem Zusammenbau der Meßzelle wurden die Einzelteile mit Äthylalkohol gereinigt und anschließend mit destilliertem Wasser gespült. Die Glasbauteile wurden getrocknet und poliert. Zur Beseitigung von Flüssigkeitsresten wurde die Meßzelle auf 473 K aufgeheizt und gleichzeitig über mehrere Stunden evakuiert.

Die Leckrate der Gesamtanlage wurde mit Stickstoff für den maximalen Betriebsdruck von 200 bar bei Temperaturen zwischen 298 K und 473 K überprüft. Der jeweils eingestellte Druck blieb über mehrere Tage konstant. Vor jeder Füllung mit einem neuen Versuchsgas wurde die Anlage mehrmals mit dem betreffenden Gas gespült.

3.3 Vorbereitende Messungen

3.3.1 Vergleich der Thermospannungen

Der Vergleich der Thermospannungen der Mantelthermoelemente untereinander und mit den nach DIN 43710 angegebenen Werten

erfolgte in einem thermostatisierten Ölbad. Die Temperatur des Ölbades wurde mit geeichten Quecksilberthermometern, deren Skalenteilung 0,02 °C betrug, bestimmt. Die Temperaturwelligkeit des Ölbades lag im Bereich der Anzeigegenauigkeit der Thermometer. Für den Temperaturbereich von 298 K bis 473 K wurden die Thermospannungen während der Aufheiz- und der Abkühlphase in Temperaturschritten von 5 K gemessen. Die Thermospannungskurven zeigten für alle Elemente den gleichen charakteristischen Verlauf. Durch ein additives Korrekturglied konnten die parallelverschobenen Kurven zur Deckung gebracht werden.

Zur Interpolation der Meßwerte bei der Versuchsauswertung wurden die einzelnen Kurven mit Hilfe eines Rechenprogramms durch Polynome dritten Grades dargestellt und in Temperaturintervallen von 0,1 K in Tabellen ausgedruckt. Die Temperaturintervalle von 0,1 K entsprachen dem Meßfehler bei der Kalibrierung der Thermoelemente.

3.3.2 Bestimmung des Trägheitsmomentes der Schwingeinheit

Das Trägheitsmoment J der Schwingeinheit wird hauptsächlich durch die Schwingscheibe bestimmt. Die Verschraubung sowie der Reflektor tragen durch die im Verhältnis zur Scheibe kleinen Radien nur wenig zum Gesamtträgheitsmoment bei.

Zur Bestimmung des Trägheitsmomentes wurden die Einzelteile des Systems mit einer Präzisionswaage gewogen und ihre Durchmesser mit einer Mikrometerschraube gemessen. Die Bestimmung des Scheibendurchmessers wurde bereits in Abschnitt 2.2.3.2 beschrieben.

Die Trägheitsmomente der einzelnen Bauteile erhält man aus der Gleichung

$$J = \frac{1}{2} m r^2 . \qquad \text{(m=Masse)} \qquad (3)$$

Als Gesamtträgheitsmoment ergab sich ein Wert von
$J = 52{,}709 \pm 0{,}001$ g cm^2.

3.3.3 Bestimmung des Abstandes zwischen Meßskala und senkrechter Achse der Meßzelle

Die Ausrichtung der Meßzelle, des kegelstumpfförmigen Reflektors und der Meßskala erfolgte mit Hilfe eines Theodoliten.

Zur Bestimmung des Abstandes ℓ zwischen Meßskala und senkrechter Achse der Meßzelle wurde der Dreh-Meßtisch in Abständen von 5° um eine vorgegebene Ausgangsposition, die mit der Mittellinie der Meßskala übereinstimmte, ausgelenkt. Aus der Skalenlänge x und dem Tangens des auf dem Dreh-Meßtisch angezeigten Winkels wurde der Abstand ℓ bestimmt. Jeder vorgegebene Winkel wurde zehnmal eingestellt. Für ℓ ergab sich ein Wert von $1902{,}1 \pm 0{,}2$ mm.

3.3.4 Bestimmung der Winkelauflösung

Die Bestimmung der Winkelauflösung aus der Skalenlänge x und dem Abstand ℓ erfolgte analog zu dem in Abschnitt 3.3.3 beschriebenen Verfahren. Aus der Gleichung

$$\alpha = \arctan \frac{x}{\ell} \qquad (4)$$

wurden die Auslenkwinkel nach den Meßwerten für x und ℓ berechnet und mit den auf dem Dreh-Meßtisch eingestellten Winkeln verglichen. Die Winkelauflösung betrug $0{,}01^\circ$.

3.3.5 Bestimmungen des logarithmischen Dekrements im Vakuum

Das logarithmische Dekrement Λ_0 im Vakuum kann direkt aus den Meßwerten für die Schwingungsamplituden einer Periode

bestimmt werden. Bei bekannten Winkelamplituden α und β, die aus den linearen Amplituden links und rechts vom Skalenmittelpunkt nach Gl.(4) berechnet werden, erhält man das logarithmische Dekrement allgemein aus der Definitionsgleichung:

$$\Lambda \equiv \ln \frac{\alpha}{\beta} \tag{5}$$

Diese Gleichung gilt jedoch nur, wenn die Skalenlänge x und y auf den vor und nach jeder Messung festgelegten Nullpunkt bezogen sind. Zur Umgehung der Nullpunktbestimmung kann man die Winkelamplituden einer Schwingungsperiode addieren und das logarithmische Dekrement aus dem Verhältnis dieses Wertepaares und einem Wertepaar nach m Perioden berechnen /7/. Nach Gleichung (5) folgt dann die Beziehung:

$$\Lambda = \frac{1}{2\pi m} \ln \frac{\gamma n}{\gamma n+m} \quad , \qquad \gamma_n = \alpha_n + \beta_n \tag{6}$$

$$\gamma_{n+m} = \alpha_{n+m} + \beta_{n+m}$$

Durch den Vergleich mehrerer Werte für Λ_o während eines Versuches läßt sich die Schwingungsdämpfung zwischen einzelnen Perioden überprüfen.

Aus den Untersuchungen von Kestin und Moszynski /19/ ist bekannt, daß der Schwingungsablauf der Scheibe bei einem Druck von $<10^{-4}$ Torr nur durch die Elastizitätskonstante des Torsionsfadens bestimmt wird. Restgase in der Meßzelle bewirken demnach keine zusätzliche Schwingungsdämpfung.

Um ein Vakuum von 10^{-4} Torr zu erreichen mußte die im Pumpstand eingebaute Öldiffusionspumpe eingesetzt werden. Wegen der hohen Saugleistung der Pumpe wurde die Hochdruckleitung zur Meßzelle durch ein Rohr mit größerem Innendurchmesser ersetzt. Durch diese Änderung konnte neben der Verkürzung der Pumpzeit ein besseres Endvakuum erzielt werden.

Nach dem Abdichten der Thermoelementverschraubungen, deren natürliche Leckrate bei 10^{-3} Torr·l/s lag,

und nach mehrstündigem Ausheizen der Meßzelle konnte ein Vakuum von $< 10^{-4}$ Torr erreicht werden. Bei abgeschalteter Pumpe stieg der Druck nach etwa vier Stunden bis auf 10^{-3} Torr an.

Die Messung der Schwingungsamplituden wurde für Temperaturen zwischen 298 K und 473 K in Abständen von 20 K durchgeführt.

Λ_o wurde für jede Temperatur aus fünf unabhängigen Versuchen, in denen jeweils Wertepaare von drei Schwingungsperioden bestimmt wurden, berechnet. Die Auswertung ergab für den gesamten Temperaturbereich einen konstanten Wert von $\Lambda_o = 0{,}00004 \pm 0{,}000001$.

Beim Vergleich der Werte für drei Schwingungsperioden eines Versuches lag die Abweichung bei maximal 0,2 %. Dieses Ergebnis zeigt, daß die Bewegung der Schwingscheibe durch die Gleichung einer harmonisch gedämpften Schwingung beschrieben werden kann.

3.3.6 Messung der Schwingungszeit im Vakuum

Die Meßvorschrift zur Bestimmung der Schwingungszeit folgt aus der Lösung der Differentialgleichung für harmonisch gedämpfte Schwingungen /21/

$$\alpha = \alpha_o e^{-\Delta\omega t} \sin \omega t \quad (\omega = 2\,\frac{\Pi}{\tau}). \tag{7}$$

Diese Lösung ist nur gültig, wenn die Zeitmessung beim Durchgang des Systems durch die Ruhelage, die den Nullpunkt auf der Meßskala festlegt, durchgeführt wird. Der Nullpunkt wurde vor jeder Messung auf den Skalenmittelpunkt ausgerichtet und nach der Versuchsdurchführung überprüft. Die Abweichung lag im Mittel bei ± 0,5 mm.

Die Schwingungszeit wurde ebenfalls für Temperaturen zwischen 298 und 473 K bestimmt. Für jede Einzelmessung wurde die Zeit nach 5 Schwingungsperioden gestoppt. Die Ergebnisse sind in Bild 7 in einem t_o/t_o^*-T-Diagramm dargestellt. t_o^* ist die Schwingungszeit bei der Temperatur T = 298 K und dem Druck $p < 10^{-4}$ Torr. Der Kurvenverlauf zeigt, daß sich die reduzierten Schwingungszeiten nur sehr wenig mit der Temperatur ändern.

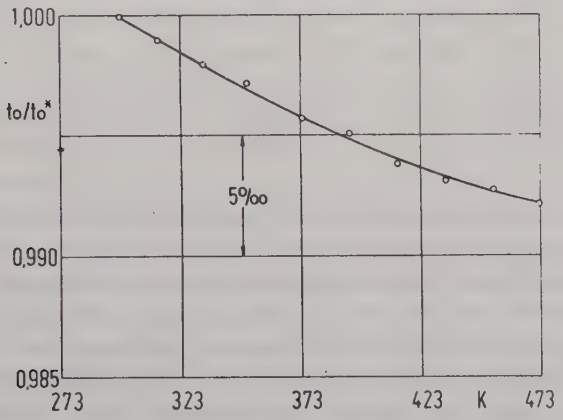

Bild 7: Abhängigkeit der Schwingungszeit t_o im Vakuum von der Temperatur (t_o^* = Schwingungszeit bei $p \leq 10^{-4}$ Torr und T = 298 K)

3.3.7 Messung der Spaltbreiten

Für die Auswertung der Messungen, die in Kapitel 4 behandelt wird, ist die Kenntnis der Spaltbreiten b_1 und b_2 zwischen der Schwingscheibe und der oberen bzw. unteren Scheibe erforderlich. Aus den Untersuchungen von Kestin /22,23/ ist bekannt, daß das Dämpfungsmoment des Gases auf die Schwingscheibe umgekehrt proportional zum harmonischen Mittel

$$B = \frac{2b_1 b_2}{b_1 + b_2} \tag{8}$$

ist. Unter der Voraussetzung, daß sich b_1 und b_2 um den Betrag e unterscheiden, folgt mit

$$b_1 = b + e \quad , \quad b_2 = b - e \tag{9}$$

und dem arithmetischen Mittel

$$b = \frac{1}{2} (b_1 + b_2) \tag{10}$$

$$B = b - \frac{e^2}{b} \quad . \tag{11}$$

Der Fehler in B ist im Vergleich zum arithmetischen Mittel b quadratisch für die Abweichung e der Scheibe aus der Mittellage. Hieraus folgt, daß bei Kenntnis des genauen Wertes für b entsprechend Gl.(11) kleine Unterschiede zwischen b_1 und b_2 erlaubt sind. b läßt sich aus den Meßwerten für die Dicke D der Distanzringe zwischen den feststehenden Scheiben und der Dicke d der Schwingscheibe sehr genau bestimmen:

$$b_1 + b_2 = D - d \; . \tag{12}$$

Die Spaltbreiten b_1 und b_2 wurden mit Endmaßen vermessen, nachdem die Schwingscheibe mit Hilfe eines Theodoliten ausgerichtet worden war. Aus den Messungen ergab sich eine mittlere Spaltbreite von b = 2,937 ± 0,001 mm.

3.4 Versuchsablauf

Nach dem Füllen der Meßzelle wurde bis zum Versuchsbeginn der thermodynamische Gleichgewichtszustand des Gases abge-

wartet. Gleichgewicht wurde dann angenommen, wenn die Temperatur im Meßspalt innerhalb der erreichbaren Meßgenauigkeit konstant blieb. Hierzu wurde die Temperatur mit Hilfe eines Linienschreibers aufgezeichnet und mit den auf dem Digitalvoltmeter angezeigten Thermospannungen verglichen.

Als vorteilhaft erwies es sich,die Messungen wegen der langen Aufheizzeiten beim Übergang zu einer höheren Temperatur isotherm durchzuführen. Kleine Temperaturabweichungen, die sich durch Kompression des Meßgases oder infolge des Drosseleffektes beim Senken des Druckes einstellten, lagen im Bereich der Regelgenauigkeit der Heizleistung und wurden bei der Auswertung berücksichtigt. Eine Änderung der Reglerstellung wurde wegen des damit verbundenen zeitaufwendigen Heiz- bzw. Abkühlvorganges nur bei größeren Abweichungen vorgenommen.
Die Schwingung der Scheibe wurde durch eine langsame und gleichmäßige Auslenkung der Meßzelle aus der Ruhelage angeregt. Der zeitlich zur Drehbewegung der Meßzelle verzögerte Bewegungsablauf der Scheibe konnte auf dem kegelstumpfförmigen Reflektor beobachtet werden. Nachdem der Lichtstrahl den Umkehrpunkt durchlaufen hatte, wurde die Meßzelle mit einer im Verhältnis zur Schwingscheibe größeren Winkelgeschwindigkeit in die Ausgangslage zurückgestellt. Das Schwingsystem erhielt durch die erneute Torsion des Quarzfadens ein zusätzliches Drehmoment.

Mit der Messung der Schwingungszeit und der Schwingungsamplituden wurde nach etwa fünf Schwingungsperioden begonnen, um anfängliche Überlagerungseffekte bei der Bewegung der Scheibe und des Gases auszuschließen. Diese Überlagerungseffekte bewirken eine zunächst nicht harmonisch gedämpfte Schwingung, die zu einer Verfälschung des logarithmischen Dekrements für die Auswertung führen würde.

Das logarithmische Dekrement wurde entsprechend Gl.(6)(S.29) aus den Meßwerten der Schwingungsamplituden von jeweils

drei verschiedenen Schwingungsperioden berechnet. Für Abweichungen > 0,2 % zwischen den Werten eines Versuches wurde die Messung wiederholt. Jeder Versuch wurde in der Regel fünfmal durchgeführt.

Die Zeitmessung erfolgte parallel zur Messung der Schwingungsamplituden. Mit der Handstoppuhr, die gleichzeitig mit der Relaisstoppuhr betrieben wurde, war es möglich, die Zeit der einzelnen Schwingungsperioden eines Versuches kontinuierlich zu stoppen. Die Übereinstimmung lag im Mittel bei der digitalen Zeitauflösung von ±0,01 s. Für die Auswertung wurde über alle Zeitwerte gemittelt.

Zur Temperatur- und Druckbestimmung wurden die einzelnen Meßstellen in einem Zyklus von 2 Sekunden mit der Datenerfassungsanlage abgefragt. Die Werte wurden nach jedem Versuch zur Überprüfung der Temperatur- und Druckschwankungen ausgedruckt.

Während der Messungen traten mehrfach Störungen durch Gebäudeschwingungen auf, die zu Pendelbewegungen der Schwingscheibe führten. Durch konstruktive Änderungen an der Versuchsanlage zur Schwingungsdämpfung gelang es nicht, diese störenden Einflüsse vollkommen auszuschließen. Die Meßzeit mußte aus diesem Grunde den äußeren Bedingungen angepaßt werden.

4. Auswertung und Fehlerabschätzung

Die Berechnung der Viskosität aus den Meßdaten der Schwingungszeit und des logarithmischen Dekrements läßt sich in Abhängigkeit von der Grenzschichtdicke δ des Fluids nach der Theorie von Newell /16/ als Absolutauswertung /6/ oder als Relativauswertung/24/ durchführen. Beide Auswerteverfahren sind durch die Lösung der Differentialgleichungen für die Bewegung der Schwingungseinheit

$$J\left\{\frac{d^2\alpha}{dt^2} + 2\omega_o \Lambda_o \frac{d\alpha}{dt} + \omega_o^2 (1+\Lambda_o^2)(\alpha-\alpha_o)\right\} = M \qquad (13)$$

und der vereinfachten Navier-Stokes'schen Gleichung für die Bewegung des Fluids

$$\frac{\partial\Omega}{\partial t} = \nu\left(\frac{\partial^2\Omega}{\partial r^2} + \frac{3}{r}\frac{\partial\Omega}{\partial r} + \frac{\partial^2\Omega}{\partial z^2}\right), \text{ mit } \Omega = \Omega(r,z,t) \qquad (14)$$

bestimmt /22/.

Die für die Auswertung charakteristischen Gerätekonstanten sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle 1: Eigenschaften des Schwingungssystems

Scheibendicke	$d = 0{,}11363 \pm 0{,}00005$ cm
Scheibenradius	$R = 3{,}2542 \pm 0{,}0006$ cm
Spaltbreite zwischen den feststehenden Scheiben	$D = 0{,}7010 \pm 0{,}0001$ cm
mittlere Spaltbreite	$b = 0{,}2937 \pm 0{,}0001$ cm
Trägheitsmoment	$J = 52{,}709 \pm 0{,}001$ g cm^2
logarithmisches Dekrement im Vakuum	$\Lambda_o = 0{,}00004 \pm 0{,}000001$
Gerätekonstante	$C_N = 1{,}2554$

4.1 Absolutauswertung

Für die Absolutauswertung wird vorausgesetzt, daß die Grenzschichtdicke

$$\delta = (\nu/\omega_o)^{1/2} \tag{15}$$

groß ist im Verhältnis zum Abstand D der feststehenden Scheiben des Meßspalts

$$D = b_1 + b_2 + d << \delta. \tag{16}$$

Weiterhin muß die Bedingung erfüllt sein, daß der Radius R der Schwingscheibe größer ist als der Abstand D

$$D << R. \tag{17}$$

Mit den Gleichungen für die kinematische Viskosität

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \tag{18}$$

und die natürliche Kreisfrequenz

$$\omega_o = \frac{2\pi}{t_o} \tag{19}$$

ergibt sich aus Gl.(15) die für beide Verfahren gültige Ausgangsgleichung zur Berechnung der Viskosität

$$\eta = \frac{2\pi\ \rho\ \delta^2}{t_o}\ . \tag{20}$$

Unter Berücksichtigung der Randbedingungen (16) und (17) erhält man aus den Gln. (13) und (14) die Beziehung:

$$C_N = \left[\frac{2\ J}{\pi\ \rho\ b\ R^4}\ \left(\frac{\Lambda}{\theta} - \Lambda_o\right) + a\frac{\Lambda}{\theta}\right]\beta^2 + f\frac{3\Lambda^2-1}{\theta^2}\ \beta^4 + h\ \frac{\Lambda(\Lambda^2-1)}{\theta}\ \beta^6. \tag{21}$$

Aus dieser Gleichung kann die Grenzschichtdicke δ mit

$$\beta = \frac{b}{\delta} \tag{22}$$

bestimmt werden /6/. Für die Berechnung der geometrischen Konstanten a, f und h in Gl.(21) gelten die folgenden Beziehungen:

$$a = \frac{1}{6}\left[\left(\frac{b_1}{b_2} + 1\right) + \left(\frac{b_2}{b_1} + 1\right)\right] , \tag{23}$$

$$f = \frac{1}{720}\left[\left(\frac{b_1}{b_2} + 1\right)^3 + \left(\frac{b_2}{b_1} + 1\right)^3\right], \tag{24}$$

$$h = \frac{1}{7560}\left[\left(\frac{b_1}{b_2} + 1\right)^5 + \left(\frac{b_2}{b_1} + 1\right)^5\right] . \tag{25}$$

Bei gleicher Spaltbreite ($b_1 = b_2$) erhält man für a, f und h konstante Werte.

Die Gerätekonstante C_N ist durch die Geometrie des Meßspaltes bestimmt und wird durch die Gleichung

$$C_N = 1 + \frac{8}{\pi}\frac{b}{R}\left[\cosh\gamma \ln(\cosh\gamma + 1) - (\cosh\gamma - 1) \ln \sinh\gamma\right] + \\ + 2\left(\frac{b}{R}\right)^2 \left(1 + \frac{3}{2}\frac{d}{b} - N(r)\right) \tag{26}$$

mit $$\gamma = \operatorname{Ar\,cosh}\left(1 + \frac{d}{2b}\right) \tag{27}$$

und $$r = \frac{d}{2b} \tag{28}$$

dargestellt. Für die Konstante N gilt nach Iwasaki /17/ die Beziehung:

$$N(r) = \frac{24}{\pi^2} \int_{\gamma=0}^{\gamma=\infty} \{ \operatorname{Arcosh} \left(\frac{\sinh \xi}{\sinh \gamma}\right) - \cosh \gamma \operatorname{Arcosh} \left(\frac{\tanh \xi}{\tanh \gamma}\right) \} \cdot$$

$$\{1 - \frac{(\cosh^2 \xi - \cosh^2 \gamma)^{1/2}}{\cosh \xi}\} \, d\xi \, . \qquad (29)$$

Mit der numerischen Lösung des Integrals Gl.(29) wurde für die Gerätekonstante nach Gl.(26) der Wert $C_N = 1{,}2554$ berechnet.

Bei bekannter Dichte ρ läßt sich der Faktor β^2 aus den Meßdaten für Λ und θ und den in Tabelle 1 angegebenen Daten nach Gl.(21) bestimmen. Die Lösung der Gleichung erfolgte numerisch mit Hilfe des Newton'schen Näherungsverfahrens.

Die Zustandsgleichung für die Berechnung der Dichte aus den Meßwerten für Druck und Temperatur wird in Abschnitt 4.3 diskutiert.

4.2 Relativauswertung

Für Grenzschichtdicken

$$\delta < D \qquad (30)$$

führen die zur Absolutauswertung beschriebenen Gleichungen zu erheblichen Fehlern. Die Schwierigkeit, eine auch für höhere Drücke gültige Theorie herzuleiten, liegt darin, daß bei Vernachlässigung der Bedingungen (16) und (17) keine eindeutigen Randbedingungen zur Bestimmung des viskosen Moments M nach Gl.(13) bestehen.

Zur Herleitung der charakteristischen Gleichung für die Bewegung des Systems benutzen Kestin und Wang /22/ die durch Experimente bestätigte Hypothese, daß das tatsächliche vis-

kose Moment M durch die Beziehung

$$M = C\, M_\infty \tag{31}$$

beschrieben werden kann. Das ideale viskose Moment M_∞ liefert nach Voraussetzung den gleichen Betrag für die Ober- und Unterseite der Scheibe sowie deren zylindrischen Rand, wie ihn die Bereiche der entsprechenden unendlich ausgedehnten Flächen getrennt beitragen würden. Der dimensionslose Korrekturfaktor C enthält die geometrischen Größen des Systems und wird durch die Eigenschaften des Fluids, die während eines Versuches als konstant vorausgesetzt werden, bestimmt. Unter den dargestellten Annahmen ermittelten Kestin, Leidenfrost und Liu /24/ anstelle von Gl.(26) die folgende Arbeitsformel zur Berechnung der Grenzschichtdicke δ:

$$\frac{2}{\theta}\left(\frac{\Lambda}{\theta} - \Lambda_o\right) - C\,\frac{\pi \rho R^4 \delta}{J}\left[H_1 K_2 + H_2 K_1 + \frac{2d}{R}\left(H_1 + \frac{3\delta}{2R\theta}\right)\right] = 0. \tag{32}$$

Die in dieser Gleichung auftretenden Koeffizienten H_1, H_2, K_1 und K_2 ergeben sich aus den Beziehungen:

$$H_1 = \left(1 - \frac{3}{2}\Lambda - \frac{3}{8}\Lambda^2\right)(2\theta^3)^{-\frac{1}{2}}, \tag{33}$$

$$H_2 = \left(1 + \frac{3}{2}\Lambda - \frac{3}{8}\Lambda^2\right)(2\theta^3)^{-\frac{1}{2}}, \tag{34}$$

$$K_1 = \frac{\sin Y}{\cosh X - \cos Y}, \tag{35}$$

$$K_2 = \frac{\sinh X}{\cosh X - \cos Y}, \tag{36}$$

$$X = (2\theta)^{-\frac{1}{2}}\left(1 - \frac{1}{2}\Lambda + \frac{1}{8}\Lambda^2\right)\left(\frac{b_1}{\delta} + \frac{b_2}{\delta}\right), \tag{37}$$

$$Y = (2\theta)^{-\frac{1}{2}}\left(1 + \frac{1}{2}\Lambda + \frac{1}{8}\Lambda^2\right)\left(\frac{b_1}{\delta} + \frac{b_2}{\delta}\right). \tag{38}$$

Die Konstante $C = C(\delta)$ muß aus Eichmessungen bestimmt werden. Als Eichdaten können die nach dem Absolutverfahren ermittelten Viskositäten benutzt werden.

Aus diesen Daten wird zunächst die Grenzschichtdicke δ für den im Meßprogramm festgelegten Temperaturbereich aus Gl.(20) berechnet und anschließend zur Bestimmung des Korrekturfaktors C in Gl.(32) eingesetzt. Die Abhängigkeit zwischen C und der dimensionslosen Grenzschichtdicke $\frac{\delta}{b}$ wird für mehrere Werte durch ein Polynom dargestellt. Bei der Auswertung der Messungen wird C in Gl.(32) durch den Polynomansatz ersetzt. Für die Berechnung der Viskosität wird das aus Gl.(32) berechnete δ anschließend in Gl.(21) eingesetzt.

Als Eichdaten wurden die nach dem Absolutverfahren ausgewerteten Meßdaten von Ar, CO_2 und C_3H_6, die in Abschnitt 5.3 diskutiert werden, verwendet. Die aus diesen Werten ermittelten Korrekturfaktoren sind in Abhängigkeit von der dimensionslosen Grenzschichtdicke $\frac{\delta}{b}$ in Bild 8 dargestellt. Für wachsende Grenzschichtdicken nähern sich die Korrekturfaktoren dem nach der Newell'schen Theorie mit

$$C_\infty = 1{,}2554$$

berechneten Wert. Außerdem ist der Grenzfall für δ gegen O mit $C = 1$ enthalten.

Der in Bild 8 dargestellte Kurvenverlauf läßt sich durch den Ansatz

$$C = 1{,}2554 - \frac{1}{b_o + a_1 \frac{\delta}{b}} - \frac{1}{b_o + a_2 (\frac{\delta}{b})^2} + \frac{1}{b_o + a_3 (\frac{\delta}{b})^3} \qquad (39)$$

mit $b_o = 3{,}915427$, $a_1 = 9{,}13839$

$a_2 = 5{,}3830$ und $a_3 = 3{,}131426$

beschreiben.

Die mittlere Abweichung zwischen den gerechneten und den aus den Messungen ermittelten Werten lag bei ± 0,05 %.

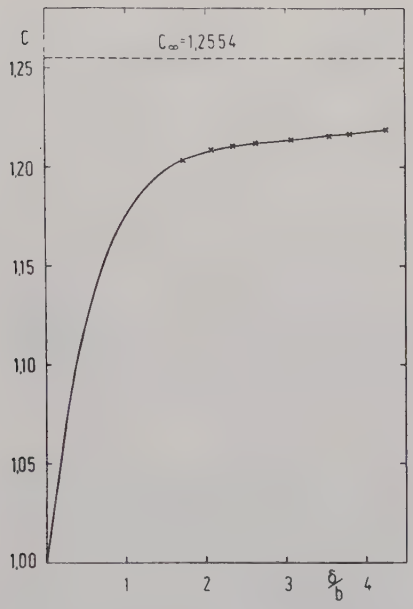

Bild 8: Korrekturfaktor C in Abhängigkeit von der dimensionslosen Grenzschichtdicke $\frac{\delta}{b}$

4.3 Dichteberechnung

Die Berechnung der Dichte ρ aus den Meßdaten für Druck und Temperatur erfolgte nach der Benedict-Webb-Rubin Gleichung*1)

*1) (BWR-Gleichung)

$$p = RT\rho + (B_o Rt - A_o - \frac{C_o}{T^2})\rho^2 + (bRT - a)\rho^3 +$$

$$+ a\alpha\rho^6 + \frac{c\rho^3}{T^2}(1 + \gamma\rho^2)\exp(-\gamma\rho^2). \qquad (40)$$

Eine Übersicht über die bisher für verschiedene Gase getesteten Koeffizienten a, A_o, b, B_o, c, C_o, α und γ ist in den Arbeiten von Yorizane /26/, Cooper /27/ und Bishnoi /28/ enthalten. Die Dichte ρ wurde mit den von verschiedenen Autoren angegebenen Koeffizienten für Ar, CO_2 und C_3H_6 berechnet und mit Meßdaten /29,30 und 31/ verglichen. Für die Vergleichsrechnung wurden die Druck- und Temperaturbereiche gewählt, die für die Viskositätsmessungen festgelegt waren. Die beste Übereinstimmung zwischen gerechneten und gemessenen Werten lieferten die in Tabelle 2 aufgeführten Koeffizienten. Die Ergebnisse sind für Ar in Bild 9, für CO_2 in Bild 10 und für C_3H_6 in Bild 11 dargestellt.

Die mittleren Abweichungen zwischen den gerechneten und den gemessenen Werten lagen für Ar bei 0,16% (Maximalabweichung: 0,37 %), für CO_2 bei 0,24 % (Maximalabweichung: 0,86 %) und für C_3H_6 bei 0,37 % (Maximalabweichung: 0,99 %). In der Fehlerrechnung, die im folgenden Abschnitt beschrieben wird, wurden die für den betreffenden Druck- und Temperaturbereich ermittelten Fehler eingesetzt.

Tabelle 2: Koeffizienten der BWR-Gleichung

	$a\left[\left(\frac{l}{mol}\right)^3 atm\right]$	$A_o\left[\left(\frac{l}{mol}\right)^2 atm\right]$	$b\left[\left(\frac{l}{mol}\right)^2\right]$	$B_o\left[\frac{l}{mol}\right]$
Argon /26/	0,0288358	0,823417	0,00215389	0,02228597
Kohlendioxid /26/	0,1368140	2,737420	0,00413900	0,04991010
Propylen /26/	1,0654930	4,013650	0,02407320	0,04673750

	$c\cdot 10^{-6}\left[\left(\frac{l}{mol}\right)^3 K^2 atm\right]$	$C_o\cdot 10^{-6}\left[\left(\frac{l}{mol}\right)^2 K^2 atm\right]$	$\alpha\cdot 10^4\left[\left(\frac{l}{mol}\right)^3\right]$	$\gamma\cdot 10^3\left[\left(\frac{l}{mol}\right)^2\right]$
Argon	0,0007982437	0,01314125	0,3558895	0,23382711
Kohlendioxid	0,014918000	0,13856700	0,8470000	0,53940000
Propylen	0,116990000	0,55609300	3,4962700	1,62000000

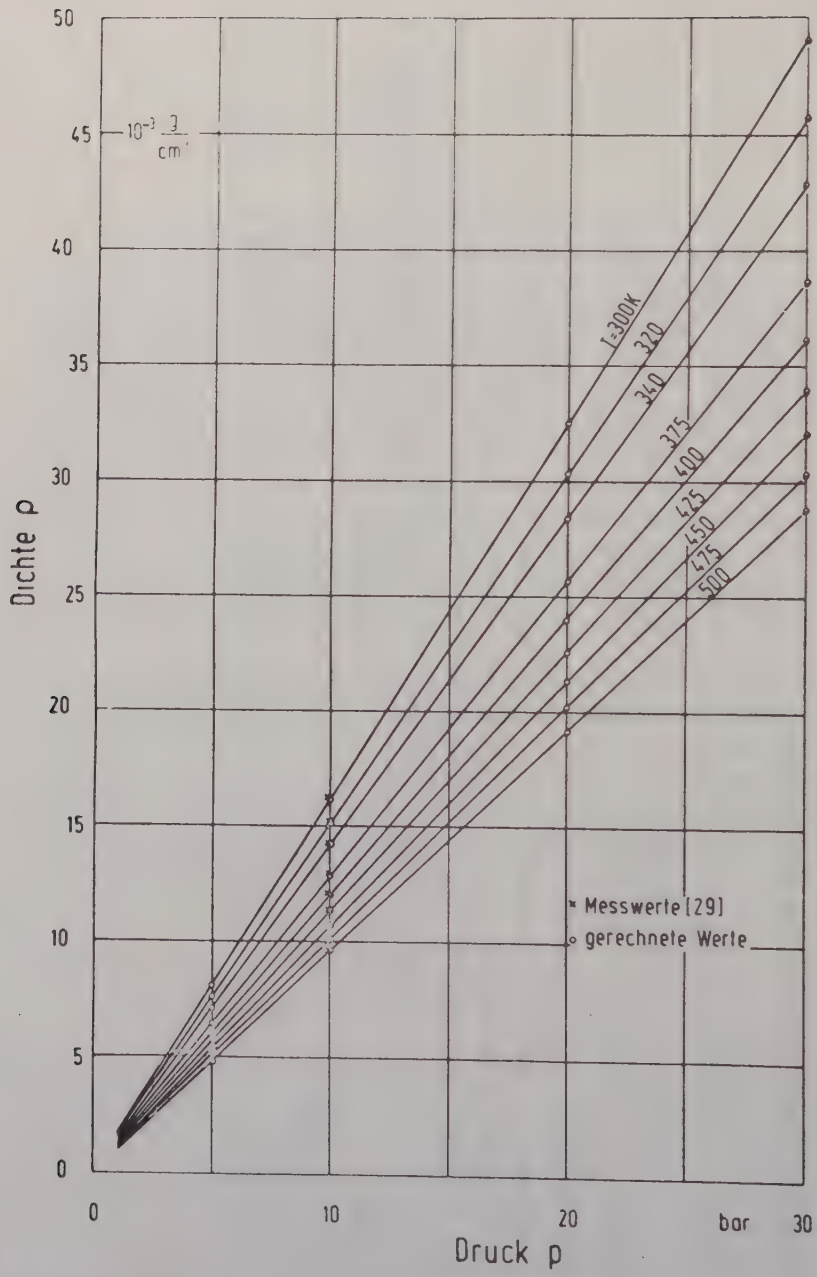

Bild 9: ρ-p-T Zustandsfläche für Ar

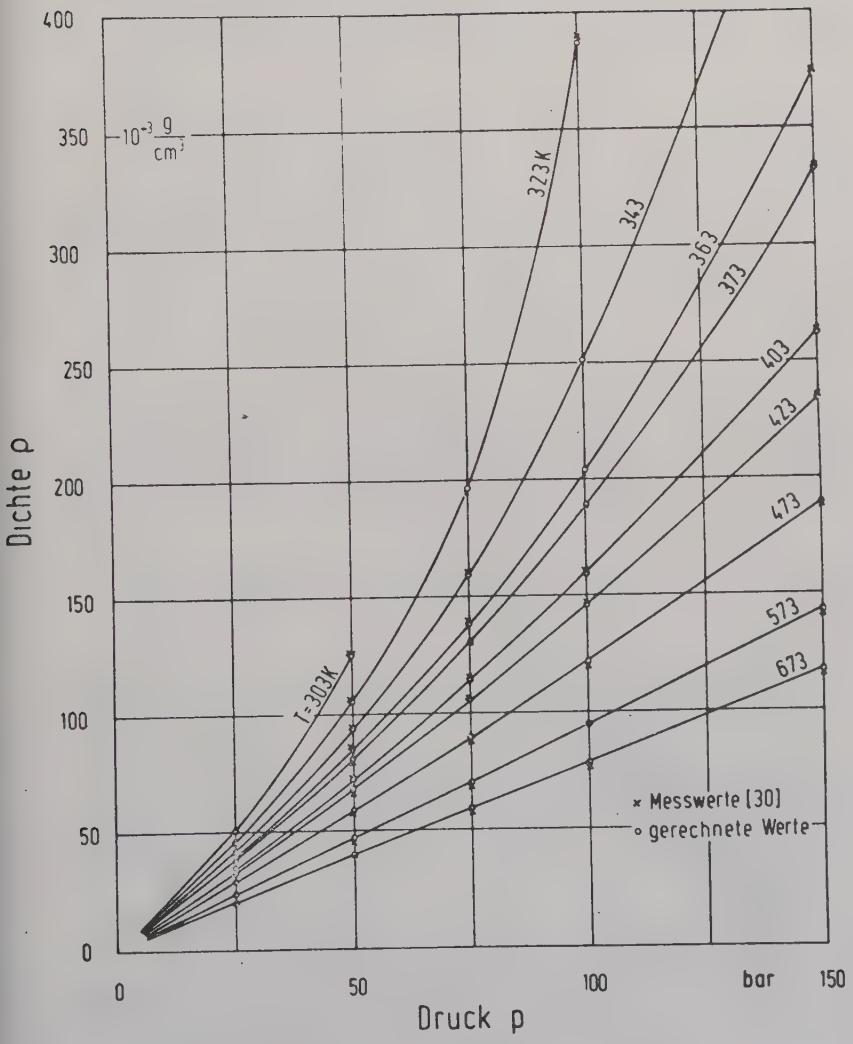

Bild 10: ρ-p-T Zustandsfläche für CO_2

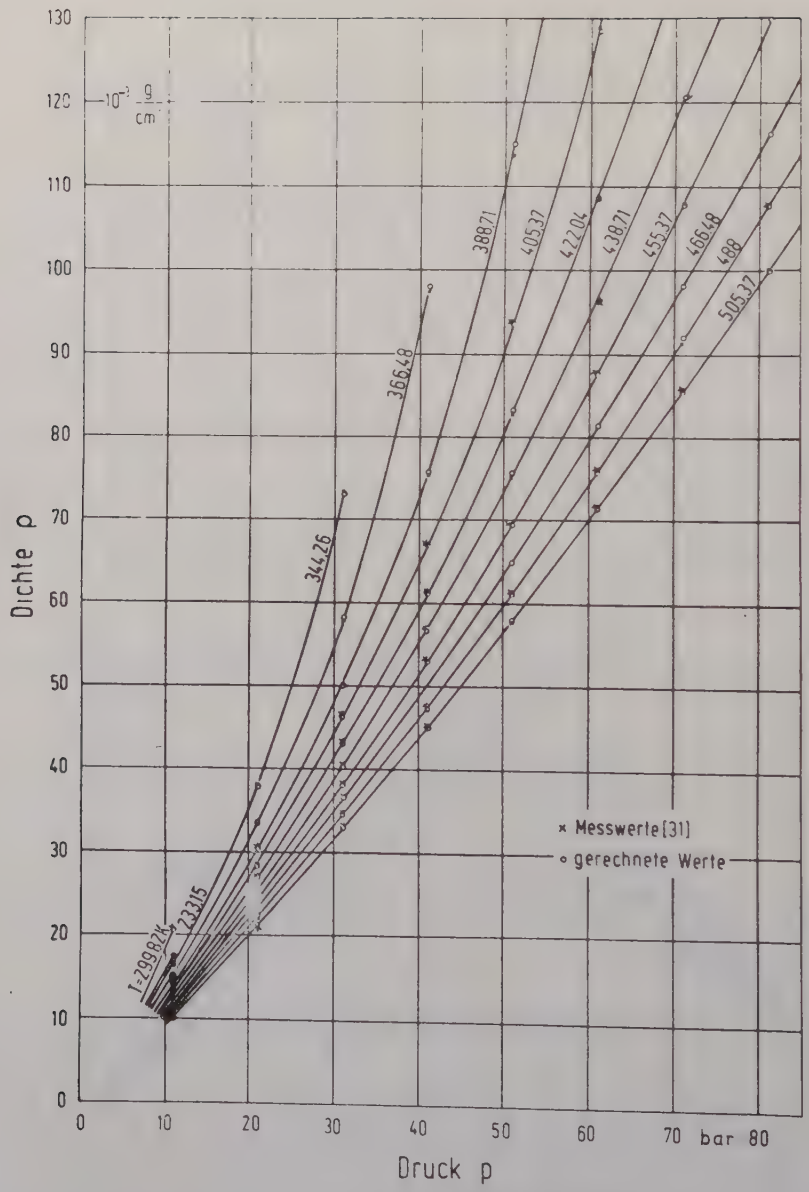

Bild 11: ρ-p-T Zustandsfläche für C_3H_6

4.4 Fehlerabschätzung

Zur Berechnung der Viskosität aus den Meßwerten diente für das Absolut- und Relativauswertverfahren die Gleichung

$$\eta = \frac{2\pi\rho\delta^2}{t_o} \quad . \tag{40}$$

Mit dem Fehlerfortpflanzungsgesetz erhält man für den relativen Fehler der Viskosität

$$\left| \frac{\Delta\eta}{\eta} \right| = \left| \frac{\Delta\rho}{\rho} \right| + \left| \frac{\Delta t_o}{t_o} \right| + \left| \frac{2\Delta\delta}{\delta} \right| \quad . \tag{41}$$

Dieser Ausdruck gibt den Maximalwert des möglichen Gesamtfehlers an. Da die einzelnen Anteile nicht immer das gleiche Vorzeichen besitzen, wird allgemein der mittlere relative Fehler gebildet.

$$\overline{\frac{\Delta\eta}{\eta}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t_o}{t_o}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta\delta}{\delta}\right)^2} \quad . \tag{42}$$

Der Fehler $\Delta\rho$ für die Dichtebestimmung setzt sich aus den Anteilen $\Delta\rho_1$ der Dichteberechnung nach der BWR-Gleichung, die die fehlerbehafteten Meßgrößen Druck und Temperatur enthält, den Abweichungen $\Delta\rho_2$ zwischen gerechneten und gemessenen Dichtedaten und den mittleren Fehler $\Delta\rho_3$ der Meßwerte zusammen.

$$\Delta\rho = \sqrt{\Delta\rho_1^2 + \Delta\rho_2^2 + \Delta\rho_3^2} \quad . \tag{43}$$

Zur Berechnung des mittleren Fehlers

$$\Delta\rho_1 = \sqrt{\left(\frac{\partial\rho}{\partial p}\,\Delta p\right)^2 + \left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\,\Delta T\right)^2} \tag{44}$$

wird die BWR-Gleichung partiell nach p und T differenziert. Δp entspricht dem Fehler bei der Einstellung des Druckes mit der Druckwaage (0,01 % des jeweiligen Wertes) und ΔT dem Fehler des Mittelwertes der betreffenden Temperatur.

Für den Anteil $\Delta\rho_2$ wurde die mittlere Abweichung zwischen den gerechneten und gemessenen Werten aus Vergleichsrechnungen ermittelt.

Der mittlere relative Fehler $\Delta\rho_3$ der Meßwerte konnte nicht genau berücksichtigt werden, da die entsprechenden Angaben in den verwendeten Arbeiten fehlten. Für die Fehlerrechnung wurde daher ein für Dichtemessungen üblicher Wert von 0,1 % angenommen /32/.

Für Δt_o wurde der Fehler des Mittelwertes für die Messung der Schwingungszeit bei den entsprechenden Temperaturen eingesetzt.

4.4.1 Fehlerabschätzung für die Absolutauswertung

Die Berechnung der Grenzschichtdicke δ, mit der nach Gl.(20) die Viskosität bestimmt wird, erfolgte bei der Absolutauswertung nach Gl.(21) und Gl.(22). Bei der numerischen Rechnung wurden für die Iterationswerte von β^2 ($\beta = \frac{b}{\delta}$) sehr kleine Fehlerschranken vorgegeben, so daß man für die Fehlerbetrachtung Glieder höherer Ordnung von β^2 vernachlässigen kann. Aus Gl. (21) erhält man dann die folgende Beziehung:

$$\delta = \sqrt{\frac{b^2}{C_N}\left[\frac{2\,J}{\pi\rho\,b\,R^4}\left(\frac{\Lambda}{\vartheta} - \Lambda_o\right) + a\,\frac{\Lambda}{\vartheta}\right]} \qquad (45)$$

Unter Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes auf Gl.(45) treten außer den in Tabelle 1 aufgeführten mittleren Fehlern die systematischen und die zufälligen Fehler bei der Bestimmung von ρ, ϑ, Λ und a auf. Für $\Delta\rho$ wurde der Gesamtfehler entsprechend Gl.(43) berücksichtigt. Die Abweichungen Δt und Δt_o

für die Zeitmessung sind in

$$\Delta\theta = \sqrt{\frac{1}{t_o^2}\,(\Delta t^2 + \frac{t^2}{t_o^2}\,\Delta t_o^2)} \qquad (46)$$

enthalten.

Für $\Delta\Lambda$ wurden die Fehler des Mittelwertes bei der Bestimmung des logarithmischen Dekrements angenommen. Der Fehler Δa folgt unter Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes aus Gl.(23):

$$\Delta a = \sqrt{[\frac{1}{6}(\frac{1}{b_2} - \frac{b_2}{b_1^2}]^2\,\Delta b_1^2 + [\frac{1}{6}\,(\frac{1}{b_1} - \frac{b_1}{b_2^2}]^2\,\Delta b_2^2} \quad . \qquad (47)$$

In dieser Beziehung treten die Fehler Δb_1 und Δb_2 für die Bestimmung der Spaltbreiten b_1 und b_2 auf.

4.4.2 Fehlerabschätzung für die Relativauswertung

Die Grenzschichtdicke δ wurde nach dem Relativauswertverfahren aus Gl.(32) bestimmt. Durch Umformen erhält man die Beziehung

$$\delta = -\frac{1}{2}[\frac{R^2\theta}{3d}\,(H_1 K_2 + H_2 K_1 + \frac{2d\,H_1}{R})] +$$

$$\sqrt{\frac{1}{4}[\frac{R^2\theta}{3d}\,(H_1K_2 + H_2K_1 + \frac{2d\,H_1}{R})]^2 + \frac{2J(\frac{\Lambda}{\theta} - \Lambda_o)}{3C\,\pi\rho\,R^2\,d}} \quad . \qquad (48)$$

Nach der Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes auf Gl.(48) treten neben den in Abschnitt 4.4.1 betrachteten mittleren Fehlern die Abweichungen ΔH_1, ΔH_2, ΔK_1 und ΔK_2 für die nach Gl.(33) bis Gl.(38) berechneten Variablen auf. Diese wurden ebenfalls nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz berechnet. Der in Gl.(37) und Gl.(38) auftretende Fehler $\Delta\delta$ wurde vernachlässigt, da bei der numerischen Lösung des Gleichungssystems

eine entsprechende Fehlerschranke für die Iterationswerte von δ vorgegeben wurde. Für ΔC wurde die mittlere Abweichung von 0,05% für die nach Gl.(39) berechneten Werte für den Korrekturfaktor C berücksichtigt.

Die mittleren relativen Fehler der Viskositätsmessungen sind in Tabelle 4, 5 und 6 in der Spalte $\Delta\eta$ in Abhängigkeit von T und p aufgeführt. In Tabelle 3 sind Beispiele zur Berechnung der mittleren relativen Fehler für Messungen von Kohlendioxid bei niedrigen und hohen Dichten zusammengestellt.

Tabelle 3: Beispiele zur Berechnung der mittleren relativen Fehler für Messungen von Kohlendioxid bei niedrigen und hohen Dichten

Temperatur K	Druck bar	Dichte $\frac{\Delta\varrho}{\varrho}$	Schwingungszeit $\frac{\Delta t_o}{t_o}$	Schwingungszeit $\frac{\Delta t}{t}$	logarith.Dekrement $\frac{\Delta\Lambda_o}{\Lambda_o}$	logarith.Dekrement $\frac{\Delta\Lambda}{\Lambda}$	mittl.rel. Fehler $\frac{\Delta\eta}{\eta}$
453,63	10,0	$\frac{0,000027}{0,011792}$	$\frac{0,015}{30,550}$	$\frac{0,015}{30,710}$	$\frac{0,000001}{0,000040}$	$\frac{0,00003}{0,01575}$	$\frac{1,537\cdot10^{-7}}{219,332\cdot10^{-7}}$
452,06	73,5	$\frac{0,000198}{0,093359}$	$\frac{0,015}{30,550}$	$\frac{0,030}{31,040}$	$\frac{0,000001}{0,000040}$	$\frac{0,00017}{0,02704}$	$\frac{3,288\cdot10^{-7}}{231,240\cdot10^{-7}}$
452,71	150,0	$\frac{0,000408}{0,204510}$	$\frac{0,015}{30,550}$	$\frac{0,031}{31,590}$	$\frac{0,000001}{0,000040}$	$\frac{0,00027}{0,04318}$	$\frac{3,681\cdot10^{-7}}{261,164\cdot10^{-7}}$

5. Ergebnisse

5.1 Darstellung der Meßergebnisse

Die Ergebnisse der Viskositätsmessungen sind in Bild 12 bis Bild 17 in Form von η-T-Diagrammen dargestellt. In Bild 12 bis Bild 14 sind die nach dem Absolutverfahren ermittelten Werte für Ar, CO_2 und C_3H_6 für p = 1 bar wiedergegeben. Diese Meßergebnisse, die als Eichdaten zur Berechnung des Korrekturfaktors C für die Relativauswertung benutzt wurden, sind in Tabelle 4 bis 6 enthalten.

Die Isobaren (1, 10 und 30 bar) für Ar sind in Bild 15 dargestellt. Die Bilder 16 und 17 zeigen die Ergebnisse für CO_2 und C_3H_6. Zusätzlich zu den graphischen Darstellungen sind alle Meßergebnisse und deren Fehler in Tabelle 4 für Ar, in Tabelle 5 für CO_2 und in Tabelle 6 für C_3H_6 aufgeführt.

5.2 Reproduzierbarkeit der Meßergebnisse

Die Reproduzierbarkeit der Meßwerte ist durch die Größe der zufälligen Fehler und durch eine Änderung der Geräteeigenschaften, die die Schwingung der Scheibe beeinflussen, bestimmt. Eine derartige Einflußgröße ist z.B. der Elastizitätsmodul des Torsionsfadens, der sich mit zunehmender Versuchsdauer ändern könnte. Außerdem würde eine Änderung der Oberflächenbeschaffenheit der Schwingscheibe (z.B. kondensierte Gasmoleküle) zu unterschiedlichen Haftbedingungen des Fluids führen. Um festzustellen, ob die Messungen derartigen Einflußgrößen unterliegen, wurden mehrere Versuche zur Bestimmung des logarithmischen Dekrements im Vakuum sowie für verschiedene thermodynamische Zustände der Gase gegen Ende des Versuchsprogramms wiederholt. Die Abweichungen lagen für die Vergleichswerte innerhalb der ermittelten Fehlergrenzen.

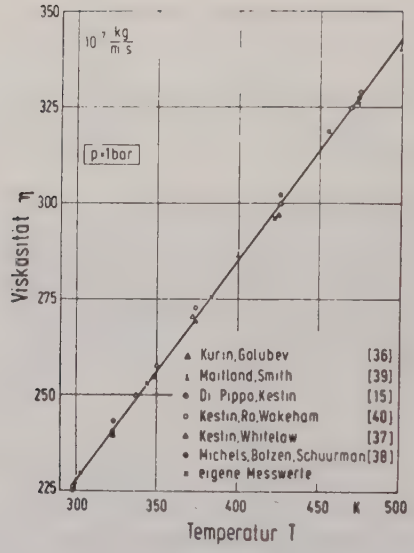

Bild 12: η-T Diagramm für Ar (p = 1 bar)

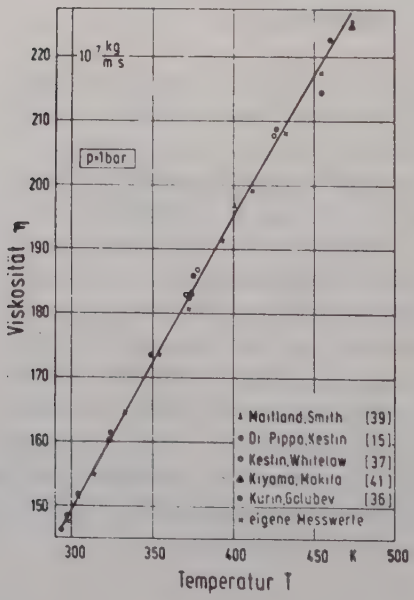

Bild 13: η-T Diagramm für CO_2 (p = 1 bar)

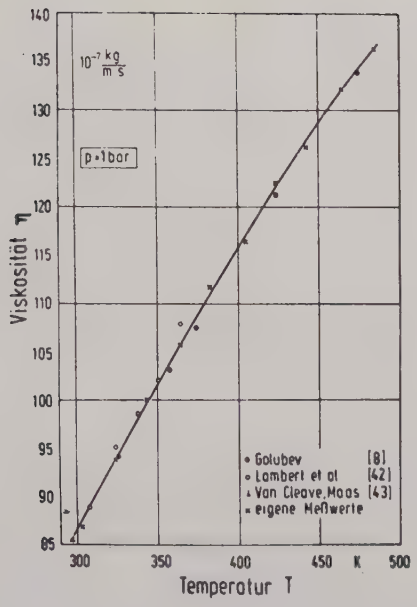

Bild 14: η-T Diagramm für C_3H_6 (p = 1 bar)

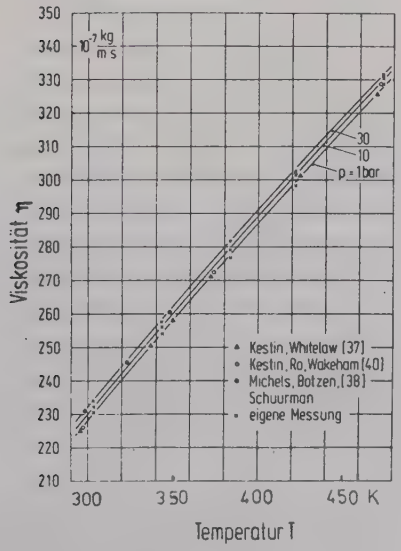

Bild 15: η-T-p Diagramm für Ar

5.3 Diskussion der Meßergebnisse

Die in den Bildern 12,13 und 14 aufgetragenen Daten für Ar, CO_2 und C_3H_6 zeigen die bekannte nahezu lineare Abhängigkeit der Viskosität verdünnter Gase von der Temperatur. Ein entsprechender Kurvenverlauf ist für die Isobaren von Ar und CO_2 bei den Drücken p = 10 bar und p = 30 bar und für C_3H_6 bei p = 10 bar gegeben. Die dargestellte Abhängigkeit der Viskosität von der Temperatur ist dadurch zu erklären, daß sich die Meßpunkte in einem Bereich befinden, der noch nicht durch den höheren Anstieg der Dichte im ρ-p-Diagramm in der Nähe der Taulinie beeinflußt wird.

Für CO_2 (Bild 16), dessen kritischer Punkt bei T = 304,19 K und p = 73,81 bar /33/ liegt, weicht die Isobare p = 50 bar bei Temperaturen unter 350 K deutlich von dem linearen Kurvenverlauf ab. Für höhere Drücke nimmt die Viskosität zunächst mit der Temperatur bis zu einem Minimalwert ab und steigt anschließend in der Nähe der Taulinie steil an. Die Minima der einzelnen Isobaren verschieben sich mit steigendem Druck zu höheren Temperaturen. Ihre Verbindungslinie kennzeichnet den Übergang von der Temperatur- zur Dichteabhängigkeit der Viskosität. Die Isobare p = 73,5 bar, die um 0,31 bar von der kritischen Isobare abweicht, hat den Minimalwert für die Viskosität bei T = 342,5 K mit $\eta = 197{,}5 \cdot 10^{-7} \frac{kg}{m \cdot s}$. Zur Taulinie hin zeigt diese Kurve den steilsten Anstieg. Bei der Temperatur T = 305,15K, die um 0,96 K über der kritischen Temperatur liegt, ist der Kurvenverlauf nahezu senkrecht. Messungen bei Temperaturen unter 305 K und dem Druck p = 73,5 bar konnten wegen der zu starken Schwingungsdämpfung, die durch den erheblichen Dichteanstieg in der Nähe des kritischen Punktes bedingt ist, nicht durchgeführt werden. Eine eindeutige Aussage über die von Naldrett /34/, Michels /10/ und Kestin /13/ gemessene Anomalie der Viskosität in der Umgebung des kritischen Punktes ist mit den vorliegenden Meßwerten nicht möglich.

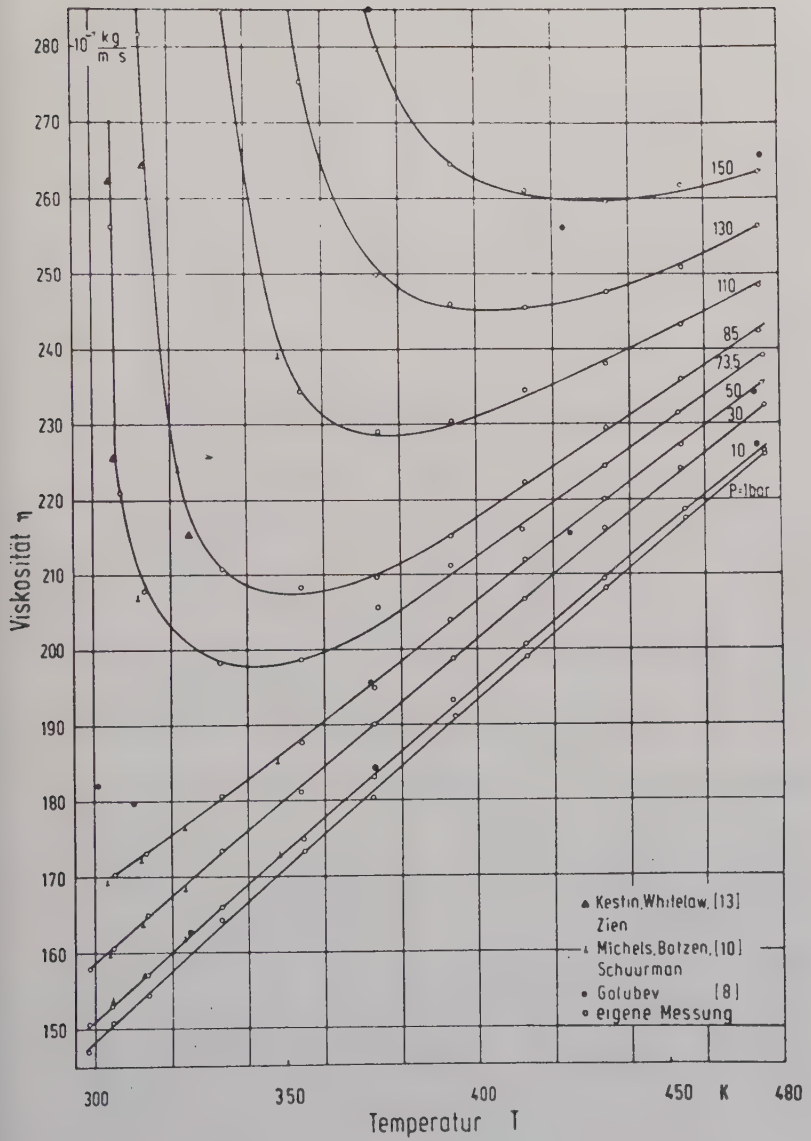

Bild 16: η-T-p-Zustandsfläche für CO_2

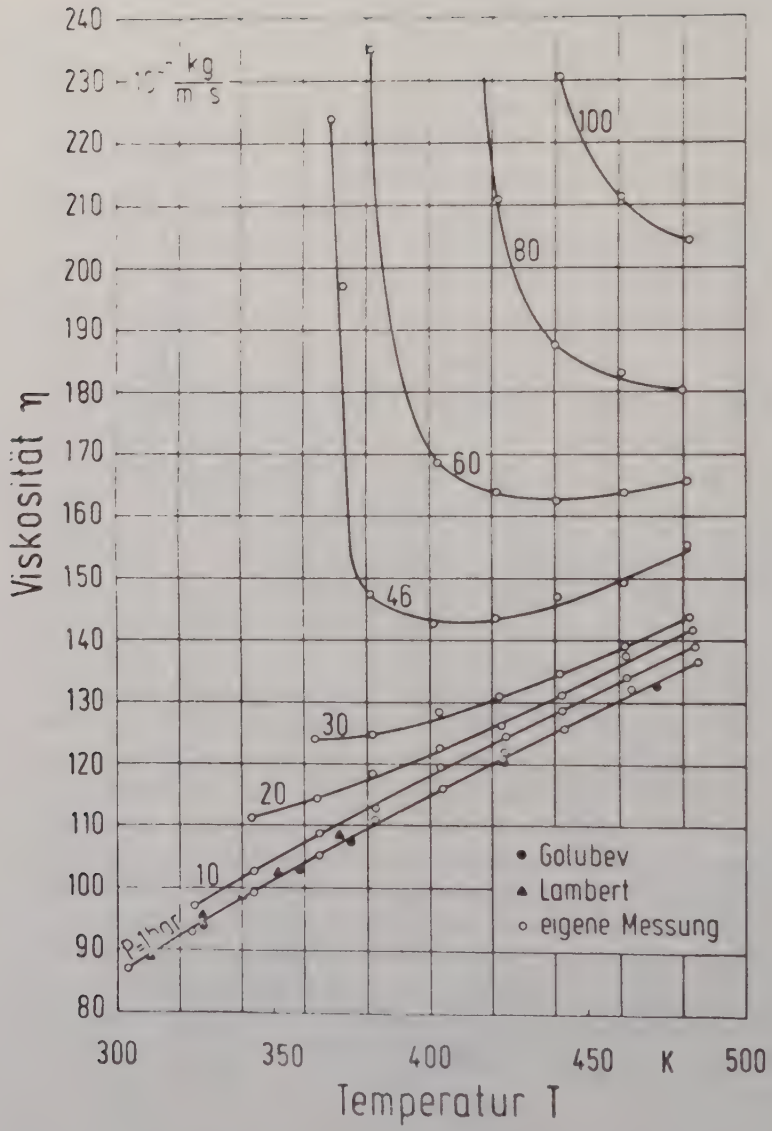

Bild 17: η-T-p-Zustandsfläche für C_3H_6

Für C_3H_6, dessen kritischer Punkt bei T = 364,91 K und p = 45,61 bar liegt /35/, zeigen die Isobaren den bei CO_2 diskutierten charakteristischen Kurvenverlauf (Bild 17). Die Isobaren p = 20 bar und p = 30 bar weichen bei Temperaturen unter 420 K von dem bei CO_2 diskutierten linearen Kurvenverlauf ab. Der Anstieg der Viskosität ist durch die Dichtezunahme des Gases in der Nähe der Taulinie bedingt. Das Minimum der Viskosität liegt für die Isobare p = 46 bar, die um 0,39 bar von der kritischen Isobare abweicht, bei T = 408 K und $\eta = 142{,}59 \cdot 10^{-7} \frac{kg}{m \cdot s}$. Die Messungen wurden für den Druck p = 46 bar bis zur Temperatur T = 369 K durchgeführt. Für niedrigere Temperaturen ergaben sich infolge der starken Schwingungsdämpfung zu große Abweichungen bei der Bestimmung des logarithmischen Dekrements (vgl. Diskussion der Meßergebnisse von CO_2).

Die bei den Meßergebnissen auftretenden Fehler lassen sich in Abhängigkeit von der Dichte ρ der Gase diskutieren. Im verdünnten Gasbereich, in dem die Dichtedaten durch die BWR-Gleichung mit einem mittleren Fehler von 0,3 % wiedergeben werden und die Werte für das logarithmische Dekrement nur geringe Abweichungen aufweisen, liegen die mittleren relativen Fehler für die Viskositätsmessung bei 0,9 %.

Die größten Fehler treten für die Meßwerte in der Nähe des kritischen Punktes auf. Den Hauptanteil liefern dabei die Daten des logarithmischen Dekrements, für deren Bestimmung wegen der starken Schwingungsdämpfung nur drei aufeinanderfolgende Schwingungsperioden während eines Versuches zur Verfügung standen. Die Fehler betragen in diesem Bereich bis zu 2 %. Eine Verbesserung der Meßergebnisse wäre dadurch zu erreichen, daß man eine Schwingscheibe mit einem höheren spezifischen Gewicht und einen Torsionsfaden mit einer entsprechend größeren Rückstellkraft verwendet /13/. Schwierigkeiten ergeben sich dabei wiederum wegen der verschiedenen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der Materialen und der Oberflächengenauigkeit der Schwingscheibe, die für

diesen speziellen Fall nur aus einem metallischen Werkstoff hergestellt werden könnte.

Der mittlere relative Fehler der übrigen Meßwerte liegt bei 1,6 %. Die Untersuchung der Einzelergebnisse zeigt dabei einen Anstieg der Fehler zu höheren Drücken, der neben den steigenden Abweichungen bei der Bestimmung des logarithmischen Dekrements durch die größeren Unterschiede zwischen gerechneten und gemessenen Dichtedaten bedingt ist.

5.4 Vergleich mit anderen Meßergebnissen

In Bild 12 und Bild 15 sind neben den eigenen Ergebnissen die Vergleichswerte anderer Autoren für Argon dargestellt. Für den Druck p = 1 bar (Bild 12) zeigen die eigenen Meßwerte eine gute Übereinstimmung mit den Daten von Kurin /36/, Kestin und Whitelaw /37/, Michels /38/ und Maitland /39/. Die Abweichungen zwischen den einzelnen Werten betragen im Mittel 0,5 %. Der Unterschied zu den Meßwerten von Kestin, Ro, Wakeham /40/ und DiPippo, Kestin /15/ beläuft sich bis zu 1 %. Für die nach der Relativauswertung ermittelten Werte für p = 10 und p = 30 bar (Bild 15) können nur wenige Daten für den direkten Vergleich herangezogen werden, da die Drücke in den vorliegenden Arbeiten nicht mit denen der eigenen Messungen übereinstimmen. Die Vergleichswerte von Michels /38/ für p = 30 bar stimmen innerhalb der Meßunsicherheit mit den eigenen Meßwerten überein.

Zum Vergleich der Meßdaten von CO_2 für den Druck p = 1 bar (Bild 13) wurden die Werte von Maitland /39/, Di Pippo /15/, Kestin /40/, Kiyama /41/ und Kurin /36/ verwendet. Die Abweichung zwischen den eigenen Meßwerten und den Vergleichsdaten liegt innerhalb der mittleren Fehlergrenze von 0,9 %. In Bild 16 sind die verfügbaren Vergleichswerte für Drücke zwischen 10 und 150 bar eingetragen. Die Meßwerte zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Daten von Kestin /13/ und Michels /10/. Bei der Isobaren p = 50 bar ergibt sich für die Tempera-

turen zwischen 300 K und 320 K eine deutliche Abweichung zu den Werten von Golubev /8/ die in diesem Bereich einen Anstieg der Viskosität aufweisen. Die eigenen Meßwerte stimmen dagegen mit denen von Michels /10/ genau überein. Bei der Isobaren p = 150 bar liegen die Unterschiede zu den Werten von Golubev innerhalb der Meßunsicherheit von 1,6 %.

Die Vergleichswerte für C_3H_6 sind für den Druck p = 1 bar in Bild 14 enthalten. Die Abweichungen zwischen den eigenen Meßwerten und denen von Golubev /8/, Lambert /42/ und Van Cleave /43/ liegen bis auf einen Wert bei der Temperatur T = 364 K innerhalb der Fehlergrenze der vorliegenden Messungen. Für den übrigen Bereich sind bisher keine Meßdaten, die für den direkten Vergleich geeignet sind, bekannt.

5.5 Darstellung der Meßergebnisse durch Gleichungen

Die Viskosität η wurde in Abhängigkeit vom thermodynamischen Zustand des Fluids mit zwei empirischen Gleichungen von Lucas /44/ berechnet. Diese Ansätze, die wegen der einfachen mathematischen Struktur und der Wahl der freien Variablen insbesondere für praktische Rechnungen geeignet erscheinen, stellen die Viskosität η_o im verdünnten Gasbereich als Funktion der normierten Temperatur $T_N = T/T_k$ und im dichten Gasbereich aus dem Anteil η_o und einem von der normierten Dichte $\rho_N = \rho/\rho_k$ abhängigen Restanteil dar. Im verdünnten Gasbereich gilt die folgende Gleichung

$$\eta_o/(10^{-7}\ \mathrm{kg/m\ s}) = a + b\,T_N + c\,T_N^2 \quad . \tag{49}$$

Der Ansatz für den übrigen Dichtebereich folgt aus der Darstellung der Restviskosität $(\eta - \eta_o)$ in Abhängigkeit von der Dichte ρ. In den Bildern 18 und 19 sind die entsprechenden Diagramme für die eigenen Meßwerte von CO_2 und C_3H_6 enthalten. Die für verschiedene Temperaturen aufgetragenen Meßpunkte lassen sich durch die Gleichung

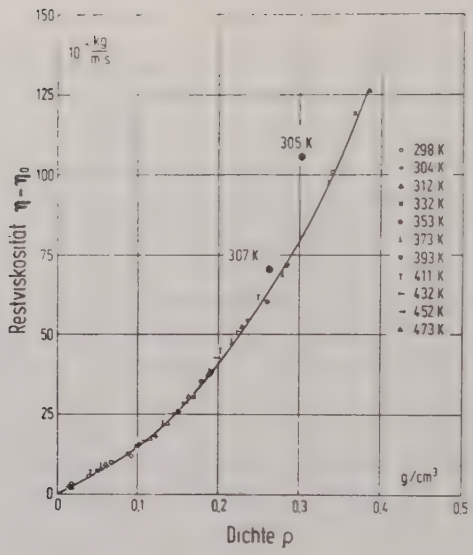

Bild 18: Abhängigkeit der Restviskosität $\eta-\eta_o$ von der Dichte ρ für CO_2

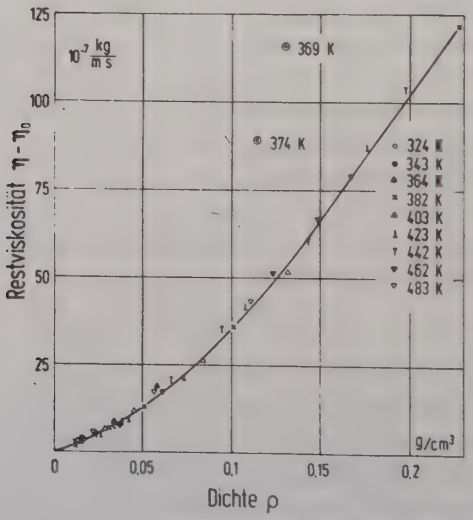

Bild 19: Abhängigkeit der Restviskosität $\eta-\eta_o$ von der Dichte ρ für C_3H_6

$$(\eta-\eta_o)/(10^{-7}\ \mathrm{kg/m\ s}) = A\rho_N + B\rho_N^2 + C\rho_N^3 + D\rho_N^4 \qquad (50)$$

beschreiben /44/. Aus den Gln.(49) und (50) folgt für die Viskosität η die Beziehung:

$$\eta/(10^{-7}\mathrm{kg/m\ s}) = a + bT_N + cT_N^2 + A\rho_N + B\rho_N^2 + C\rho_N^3 + D\rho_N^4 \qquad (51)$$

Die in den Gln.(49) und (50) auftretenden Konstanten wurden an die Meßwerte für CO_2 und C_3H_6 angepaßt. Das Ergebnis der Rechnungen, in denen die Meßpunkte in der Nähe des kritischen Punktes nicht berücksichtigt wurden, ist in Tabelle 7 und 8 zusammengestellt.

Tabelle 7: Konstanten der Gl. (49) für CO_2 und C_3H_6

Stoff	a	b	c
CO_2	- 0,984613	163,12112	- 11,447
C_3H_6	- 39,6279	185,5570	- 39,918

Tabelle 8: Konstanten der Gl. (50) für CO_2 und C_3H_6

Stoff	A	B	C	D
CO_2	81,71255	- 87,62551	382,7275	- 209,08330
C_3H_6	46,47550	79,01340	54,6229	- 52,39457

Der Vergleich zwischen den mit diesen Konstanten gerechneten und den gemessenen Viskositäten ist für CO_2 in Bild 20 und für C_3H_6 in Bild 21 dargestellt.

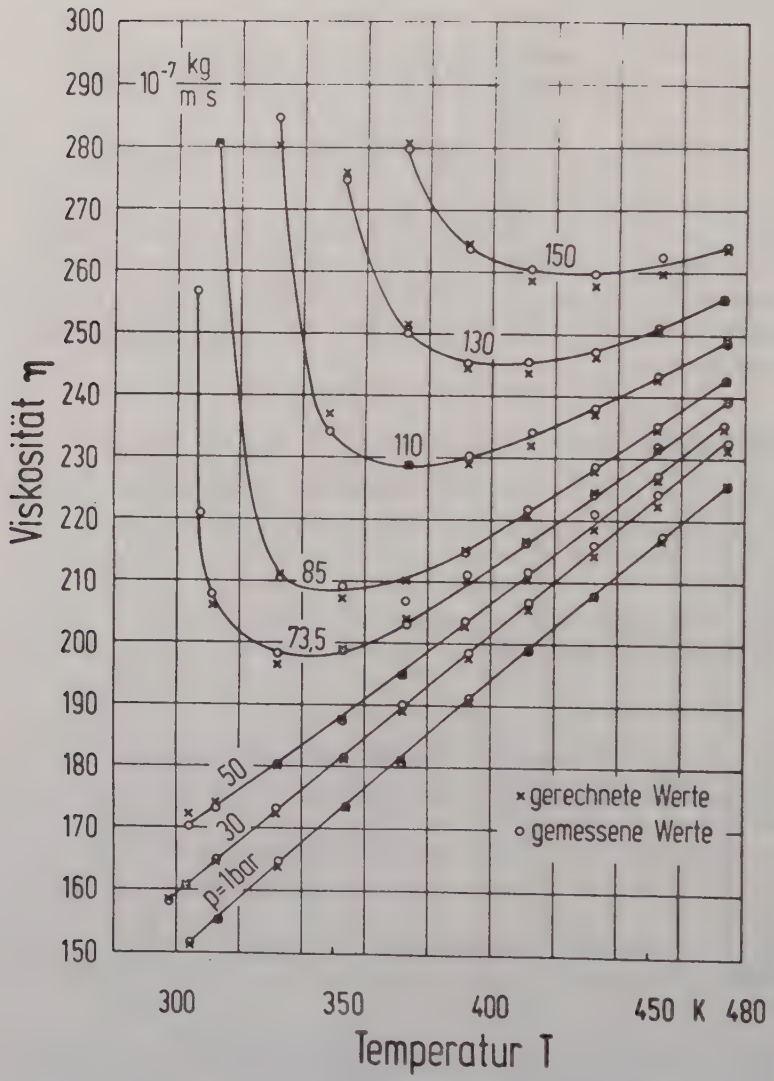

Bild 20: Vergleich zwischen gerechneten und gemessenen Viskositäten von CO_2

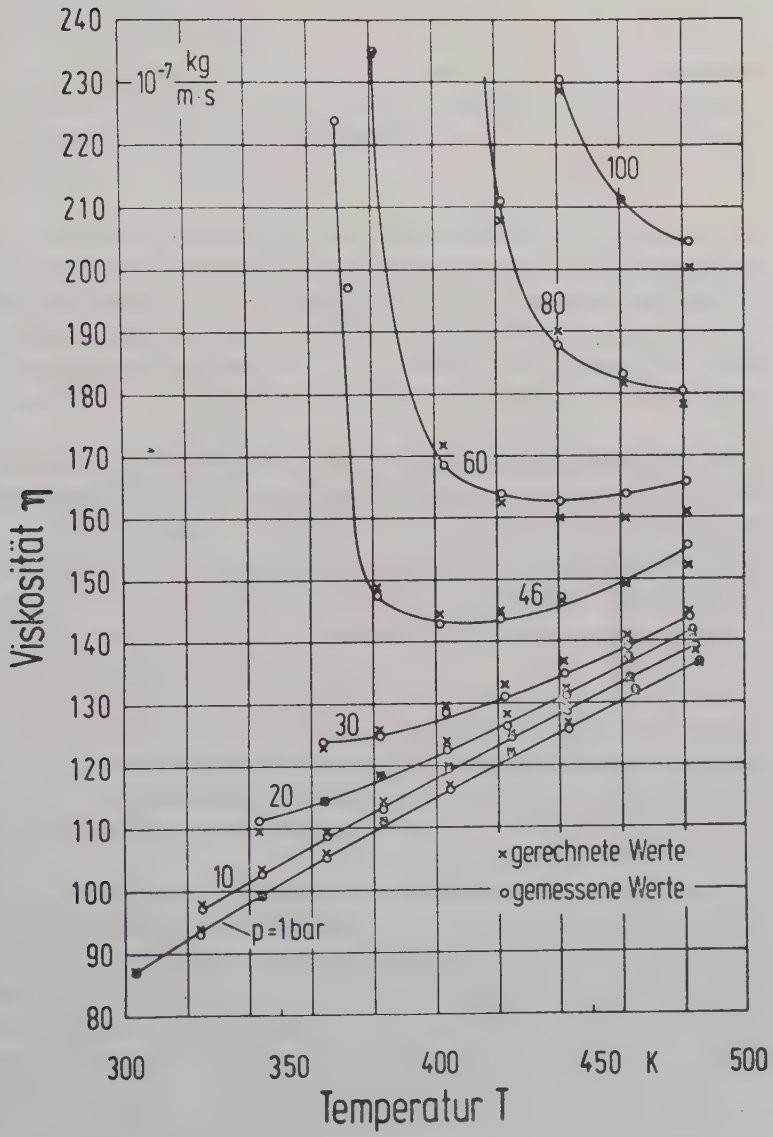

Bild 21: Vergleich zwischen gerechneten und gemessenen Viskositäten von C_3H_6

Aus der Untersuchung der Einzelergebnisse ergab sich für CO_2 im verdünnten Gasbereich (p = 1 bar) ein mittlerer relativer Fehler $\overline{\Delta\eta}$ von 0,3 % zwischen den gerechneten und den gemessenen Werten. Der maximale relative Fehler $\Delta\eta_{max}$ beträgt 0,54 %. Für Drücke p > 1 bar liegt der mittlere relative Fehler bei 0,7 % und der maximale relative Fehler bei 2,64 %.

Bei den Vergleichsrechnungen für C_3H_6 ergaben sich etwas höhere Abweichungen zwischen den gerechneten und den gemessenen Werten als bei CO_2. Der mittlere relative Fehler beträgt bei p = 1 bar 0,49 %, während der maximale relative Fehler bei 1,01 % liegt. Für Drücke p > 1 bar wurden die entsprechenden Fehler mit 1,34 % bzw. 4,35 % ermittelt.

Diese Fehleranalyse zeigt, daß die Meßergebnisse ohne Berücksichtigung der Meßpunkte in der Nähe des kritischen Punktes mit den Gln.(49) und (51) und den in Tabelle 7 und 8 zusammengestellten Konstanten innerhalb der Meßunsicherheit wiedergegeben werden.

6. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Viskositäten von Kohlendioxid und Propylen gemessen. Der Meßbereich lag bei Temperaturen zwischen T = 298 K und T = 473 K und Drücken zwischen 1 bar und dem zweifachen kritischen Druck der Stoffe.

Als Meßgerät diente ein Schwingscheibenviskosimeter, das sich durch die optische Anordnung von den bisher bekannten Versuchsaufbauten unterscheidet. Der Bewegungsablauf der Scheibe wurde mit Hilfe eines senkrecht in die Meßzelle eintretenden Lichtstrahls auf eine Meßskala abgebildet. Die verwendeten Torsionsfäden bestanden aus Quarzglas.

Die Viskosität wurde aus den Meßdaten für Schwingungszeit und Schwingungsamplitude bestimmt. Für die Berechnung wurden die von Newell und Kestin in Abhängigkeit von der Grenzschichtdicke entwickelten Absolut- und Relativauswertverfahren verwendet. Als Eichdaten für die Relativauswertung dienten die nach dem Absolutverfahren ermittelten Werte für Argon, Kohlendioxid und Propylen.

Die Meßergebnisse für Argon und Kohlendioxid stimmen mit den aus der Literatur bekannten Daten von Kestin und Michels innerhalb der Meßunsicherheit überein. Für Propylen liegen bisher nur wenige Vergleichswerte vor.

Die bei den Versuchen erzielte Meßgenauigkeit ist primär vom thermodynamischen Zustand des Fluids abhängig. Für die Messungen im verdünnten Gasbereich wurde ein mittlerer relativer Fehler von 0,9% bestimmt. Im übrigen Bereich liegen die mittleren relativen Fehler ohne Berücksichtigung der Meßwerte in der Nähe des kritischen Punktes bei 1,6%. In der Nähe des kritischen Punktes ergeben sich mittlere Abweichungen bis zu 2%.

Für die Berechnung der Viskosität wurden bekannte Polynomansätze mit den auf die kritischen Werte normierten freien Variablen Temperatur und Dichte verwendet. Die in den Gleichun-

gen auftretenden Konstanten wurden an die Meßwerte angepaßt. Die gemessenen Viskositäten konnten bis auf die Werte in der Nähe des kritischen Punktes innerhalb der Meßunsicherheit wiedergegeben werden.

Literaturverzeichnis

/1/ *Hirschfelder, J.O., Curtiss, C.F., Bird, R.:* Molecular theory of gases and liquids
John Wiley Sons (1964)

/2/ *Lucas, K.:* Die Berechnung der Transportgrößen reiner fluider Stoffe nach dem Korrespondenzprinzip
Dissertation, Berlin 1971 (D 83)

/3/ *Michels, A., Schipper, A.C.J., Rintoul, W.H.:* The viscosity of Hydrogen and Deuterium at pressures up to 2000 atmospheres
Physica 19 (1953), 1011-1028

/4/ *Lohrenz, J., Swift, G.W., Kurata, F.:* An experimentally verified theoretical study of the falling cylinder viscometer
AIChE J. 6(1960), 547-550

/5/ *Huang, E.T.S.:* Viscosities and densities of Methane, Propane and their mixtures at low temperatures and high pressures
Ph. D. thesis (1966), University of Kansas

/6/ *Kestin, J., Leidenfrost, W.:* An absolute determination of the viscosity of eleven gases over a range of pressures
Physica 25 (1959), 1033-1062

/7/ *Kestin, J., Leidenfrost, W.:* Design and operation of an oscillating-body viscometer for gases at high pressures
Brown University Techn. Rept. 12 (1960)

/8/ *Golubev, J.F.:* Viscosity of gases and gas mixtures
Israel Program for Scientific Translations, Jerusalem 1970

/9/ *Bruges, E.A., Whitelaw, J.H.:* Review of available methods of measuring the viscosity of newtonian fluids
Proc. of the 4th Symposium on Thermophysical Properties (1968) 462-474

/10/ *Michels, A., Botzen, A., Schuurman, W.:* The viscosity of Carbon Dioxide between 0 °C and 75 °C at pressures up to 2000 atmospheres
Physica 23 1957), 95-102

/11/ *Huang, E.T.S., Swift, G.W., Kurata, F.:* Viscosities of Methane and Propane at low temperatures and high pressures
AIChE J. 12 (1966) 932-936

/12/ *Trappeniers, N.J., Botzen, A., van den Berg, H.R., Oosten, J.:* The viscosity of Neon between 25 °C and 75 °C at pressures up to 1800 atmospheres
Physica 30 (1964), 985-996

/13/ *Kestin, J., Whitelaw, J.H., Zien, T.F.:* The viscosity of Carbon Dioxide in the neighbourhood of the critical point
Physica 30 (1964), 161-181

/14/ *Riechelmann, G.:* Konstruktion der Baugruppen Druckbehälter, Heizbehälter und Konsole für ein Viskosimeter
Studienarbeit am Institut für Thermo- und Fluiddynamik der Ruhr-Universität Bochum (1972)

/15/ *DiPippo, R., Kestin, J., Whitelaw, J.H.:* A high temperature oscillating - disk viscometer
Physica 32 (1966), 2064-2080

/16/ *Newell, G.F.:* Theory of oscillating type viscometers V: Disk oscillating between fixed plates
ZAMP 10 (1959), 160-174

/17/ *Iwasaki, H., Kestin, J.:* The viscosity of Argon-Helium Mixtures
Physica 29 (1963), 1345-1372

/18/ *Gururaja, G.J., Tirunarayanan, M.A., Ramachandran, A.:* Dynamic viscosity of gas mixtures
J. chem. eng. 12 (1967), 562-567

/19/ *Kestin, J., Moszynski, J.R.:* An experimental invistigation of the internal friction of thin platinum alloy wires at low frequencies
Brown University Report AF 891/12 July 1958

/20/ *Timrot, D.L. Serednitskaya, M.A., Traktueva, C.A.:* Messung der Viskosität von Luft bei Temperaturen von 300 bis 570 K und Drücken von 1 bis 150 bar nach der Methode der schwingenden Scheibe
Teploenergetika 3(1975), 83-87

/21/ *Weizel, W.:* Lehrbuch der theoretischen Physik, Bd. 1, dritte Auflage,Springer Verlag (1963)

/22/ *Kestin, J., Wang, H.E.:* Corrections for the oscillating-disk viscometer
J. Appl. Mech. 6(1947) 197-206

/23/ *Kestin, J., Persen, L.N.:* Slow oscillations of an infinite plate and an infinite disk in a viscous fluid
Brown University Report AF 891/1, June 1954

/24/ *Kestin, J., Leidenfrost, W., Liu, C.Y.:* On relative measurements of the viscosity of gases by the oscillating disk-method
ZAMP 10 (1959), 558-564

/25/ *Benedict, M., Webb, G.., Rubin, L.C.:* An empirical equation for thermodynamic properties of light hydrocarbons and their mixtures
J. chem. Phys. 8 (1940), 334-345

/26/ *Yorizane, M., Masuoka, H.:* Equations of state at high pressure from the standpoint of gas-liquid equilibria
Int. Chem. Engng. 9 (1969), 532,540

/27/ *Cooper, H.W., Goldfrank, J.C.:* BWR-constants and new correlations
Hydrocarbon Processing 12(1967) 141-146

/28/ *Bishnoi, P.R., Miranda, R.D., Robinson, D.B.:* BWR applied to NG/SNG needs
Hydrocarbon Processing 11 (1974), 197-201

/29/ International Thermodynamic Tables of the Fluid State "Argon" I.UAPC 1971

/30/ *Kennedy, G.C.:* Pressure-volume-temperature relations in CO_2 at elevated temperatures and pressures
American J. of Science (1954), 225-241

/31/ Landoldt-Börnstein Bd. IV, 4.Teil

/32/ *Garnjost, H.:* Druck-Volumen-Temperaturmessungen mit Ammoniak und Wasser
Dissertation, Bochum 1974

/33/ *Yaws, C.L., Li, K.Y., Kuo, C.H.:* Carbon Oxides: CO and CO_2
Chem. Eng. 30 (1974) 115-122

/34/ *Naldrett, S.N., Maass, O.:* The viscosity of Carbon Dioxide in the critical region
Canad. J. Res. 183 (1940), 322-332

/35/ *Marchman, H., Prengle, H.W., Motard, R.L.:* Compressibility and critical constants of Propylene vapor
Ind. Eng. Chem. 41 (1949) 2658-2660

/36/ *Kurin, Golubev:* Viskosität von Argon, Luft und Kohlendioxid bei verschiedenen Temperaturen und Drücken bis 4000 bar
Teploenergetika 11 (1974) 84-85

/37/ *Kestin, J., Whitelaw, J.H.:* A relative determination of the viscosity of several gases by the oscillating disk method
Physica 29 (1963), 335-356

/38/ *Michels, A., Botzen, A., Schuurman, W.:* The viscosity of Argon up to 2000 atmospheres
Physica 20 (1954), 1141-1148

/39/ *Maitland, G.C., Smith, E.B.:* Critical reassessment of viscosities of 11 common gases
J. Chem. Eng. Data 17 (1972), 150-156

/40/ *Kestin, J., Ro, S.T., Wakeham, W.A.:* Viscosity of noble gases in the temperature range 25 - 700 °C
J. Chem. Phys. 56 (1972), 4119-4124

/41/ *Kiyama, R., Makita, T.:* A new simple viscosimeter for compressed gases and the viscosity of CO_2
Rev. phys. chem. Japan 21 (1951), 63-68

/42/ *Lambert, J.D., et al.:* Transport peoperties of gaseous hydrocarbons
Proc. Roy. Soc. A 231 (1955) 280-290

/43/ *Van Cleave,A.B., Maass, O.:* The variation of the viscosity of gases with temperature over a large temperature range
Canad. J. Res. 13 B (1935), 140-148

/44/ *Lucas, K., Stephan, K.:* Zustandsgleichungen für die Transporteigenschaften reiner fluider Stoffe
Chemie-Ing.-Techn. 45(1973), 265-271

Anhang

In den Tabellen 4 bis 6 sind die Meßwerte für den Druck p, die Temperatur T, die Schwingungszeit t_o im Vakuum, die Schwingungszeit t, die Dichte ρ, das logarithmische Dekrement Λ, die gemessene Viskositätη und der mittlere relative FehlerΔη enthalten. Die in den Tabellen angegebenen Viskositäten für p=1 bar wurden nach dem Absolutauswertverfahren bestimmt.

Tabelle 4: Meßwerte für Argon

p [bar]	T [K]	t_o [s]	t [s]	ϱ [g cm^{-3}]	Λ	$\eta \cdot 10^{-7}$ [kg/m·s]	$\Delta\eta \cdot 10^{-7}$ [kg/m·s]
1	298,33	30,78	30,84	0,00178	0,01038	147,52	1,217
10	298,44	30,78	31,04	0,01871	0,01188	151,07	1,343
20	298,60	30,78	31,22	0,03976	0,01478	153,39	1,118
30	298,45	30,78	31,39	0,06419	0,01889	157,80	1,287
40	298,73	30,78	31,49	0,09338	0,02329	159,78	1,037
1	304,54	30,77	30,83	0,00175	0,01064	151,29	1,231
10	304,27	30,77	31,03	0,01828	0,01201	153,73	0,902
30	304,58	30,77	31,37	0,06188	0,01867	160,67	1,475
50	304,95	30,77	31,62	0,12256	0,02763	170,18	1,179
65	305,40	30,77	31,93	0,19810	0,03715	197,77	1,302
73,5	305,15	30,77	32,07	0,30440	0,05161	257,52	4,049
73,5	307,38	30,77	32,05	0,26692	0,04524	221,63	3,846
1	313,98	30,75	30,81	0,00169	0,01088	154,82	1,643
10	313,46	30,75	31,01	0,01765	0,01219	157,47	1,574
30	313,49	30,75	31,34	0,05891	0,01841	164,87	1,519
50	313,11	30,75	31,61	0,11370	0,02679	173,09	2,026
73,5	312,40	30,75	32,02	0,22799	0,04088	207,66	2,038
85	312,20	30,75	32,19	0,38631	0,05960	280,59	2,303
1	332,68	30,74	30,80	0,00160	0,01156	164,60	1,557
10	332,71	30,74	30,96	0,01649	0,01267	166,53	1,446
30	332,69	30,74	31,14	0,05369	0,01790	171,99	2,673
50	332,73	30,74	31,40	0,09884	0,02525	180,33	1,062
73,5	332,21	30,74	31,44	0,17033	0,03472	198,02	2,168

p [bar]	T [K]	t_o [s]	t [s]	ϱ [g cm^{-3}]	Λ	$\eta \cdot 10^{-7}$ [kg/m·s]	$\Delta\eta \cdot 10^{-7}$ [kg/m·s]
85	332,63	30,74	31,51	0,21635	0,03992	210,45	1,752
110	332,46	30,74	31,72	0,36785	0,05837	284,10	2,305
1	354,38	30,68	30,76	0,00150	0,01217	173,54	1,697
10	354,00	30,68	30,93	0,01538	0,01317	175,54	1,473
30	353,80	30,68	31,09	0,04918	0,01768	181,33	1,939
50	353,57	30,68	31,34	0,08817	0,02409	187,25	2,010
73,5	353,18	30,68	31,41	0,14348	0,03207	199,79	1,529
85	353,16	30,68	31,48	0,17545	0,03618	209,45	1,913
110	353,04	30,68	31,70	0,26017	0,04575	234,01	2,574
130	353,00	30,68	31,92	0,34255	0,05589	274,75	2,809
1	372,02	30,65	30,72	0,00143	0,01264	180,51	1,645
10	372,21	30,65	30,84	0,01456	0,01361	183,59	1,704
30	372,23	30,65	30,91	0,04596	0,01763	190,25	2,058
50	372,27	30,65	31,02	0,08099	0,02330	194,71	1,344
73,5	373,23	30,65	31,40	0,12733	0,03039	205,21	1,828
85	373,07	30,65	31,45	0,15301	0,03366	206,93	1,517
110	373,04	30,65	31,58	0,21577	0,04157	228,57	2,022
130	373,07	30,65	31,69	0,27287	0,04819	250,08	3,045
150	373,09	30,65	31,77	0,33407	0,05563	279,20	3,737
1	393,48	30,62	30,65	0,00135	0,01336	191,26	1,827
10	393,69	30,62	30,80	0,01370	0,01423	194,03	1,757
30	393,02	30,62	30,87	0,04289	0,01774	200,21	2,710
50	392,09	30,62	31,26	0,07489	0,02288	203,75	2,878

p [bar]	T [K]	t_o [s]	t [s]	ϱ [g cm^{-3}]	Λ	$\eta \cdot 10^{-7}$ [kg/(m·s)]	$\Delta\eta \cdot 10^{-7}$ [kg/(m·s)]
73,5	392,30	30,62	31,38	0,11612	0,02938	210,74	3,573
85	392,29	30,62	31,42	0,13803	0,03246	214,71	2,543
110	392,43	30,62	31,45	0,18960	0,03914	229,18	3,208
130	392,39	30,62	31,48	0,23489	0,04464	245,37	3,517
150	392,34	30,62	31,61	0,28291	0,05024	263,36	2,493
1	412,39	30,59	30,60	0,00128	0,01387	198,91	1,520
10	411,89	30,59	30,78	0,01306	0,01467	201,42	1,792
30	411,78	30,59	30,85	0,04051	0,01784	207,58	2,061
50	411,65	30,59	30,99	0,06994	0,02243	211,83	2,102
73,5	411,23	30,59	31,09	0,10738	0,02833	215,53	3,034
85	411,59	30,59	31,18	0,12661	0,03136	221,84	1,734
110	411,62	30,59	31,36	0,17131	0,03764	234,84	2,825
130	411,78	30,59	31,44	0,20929	0,04236	245,77	2,971
150	411,86	30,59	31,58	0,24896	0,04729	261,17	3,736
1	433,00	30,57	30,59	0,00122	0,01449	207,89	1,836
10	432,73	30,57	30,73	0,01239	0,01517	209,91	1,892
30	432,66	30,57	30,82	0,03821	0,01813	217,57	2,767
50	432,28	30,57	30,95	0,06553	0,02223	221,59	2,876
73,5	432,83	30,57	31,20	0,09933	0,02763	223,97	3,906
85	432,93	30,57	31,24	0,11664	0,03042	228,89	2,355
110	432,89	30,57	31,38	0,15603	0,03609	237,41	3,174
130	432,99	30,57	31,59	0,18892	0,04054	247,27	2,142
150	432,93	30,57	31,74	0,22297	0,04491	259,16	3,982

p [bar]	T [K]	t_o [s]	t [s]	ϱ [g cm^{-3}]	Λ	$\eta \cdot 10^{-7}$ [kg/m·s]	$\Delta\eta \cdot 10^{-7}$ [kg/m·s]
1	454,02	30,55	30,58	0,00117	0,01515	217,46	1,863
10	453,63	30,55	30,71	0,01179	0,01575	219,33	1,537
30	452,52	30,55	30,96	0,03627	0,01839	224,64	2,223
50	452,78	30,55	30,98	0,06177	0,02197	227,34	2,988
73,5	452,06	30,55	31,04	0,09336	0,02704	231,24	3,288
85	452,59	30,55	31,06	0,10912	0,02962	235,42	2,599
110	452,58	30,55	31,31	0,14484	0,03502	242,76	3,263
130	452,88	30,55	31,48	0,17420	0,03916	251,16	2,563
150	452,71	30,55	31,59	0,20451	0,04318	261,16	3,681
1	474,99	30,54	30,57	0,00111	0,01571	225,59	1,998
10	474,61	30,54	30,76	0,01125	0,01626	227,14	1,346
30	474,50	30,54	31,02	0,03437	0,01872	232,88	1,576
50	473,87	30,54	31,06	0,05840	0,02194	235,47	3,417
73,5	474,15	30,54	31,08	0,08753	0,02653	238,79	4,049
85	474,25	30,54	31,11	0,10244	0,02897	242,71	4,575
110	473,33	30,54	31,16	0,13507	0,03397	247,59	3,012
130	473,33	30,54	31,27	0,16195	0,03793	255,81	3,210
150	473,42	30,54	31,41	0,18913	0,04161	263,19	5,365

Tabelle 6: Meßwerte für Propylen

p [bar]	T [K]	t_o [s]	t [s]	ϱ [g cm^{-3}]	Λ	$\eta \cdot 10^{-7}$ [kg/(m·s)]	$\Delta\eta \cdot 10^{-7}$ [kg/(m·s)]
1	303,53	30,77	30,88	0,00169	0,00615	86,94	0,760
1	324,67	30,75	30,87	0,00157	0,00663	93,84	1,033
10	324,75	30,75	31,02	0,01776	0,00837	97,64	0,713
1	343,84	30,70	30,82	0,00148	0,00705	100,02	1,375
10	343,54	30,70	30,89	0,01634	0,0854	103,98	1,156
20	343,21	30,70	31,04	0,03776	0,01234	114,37	1,435
1	364,70	30,66	30,80	0,00139	0,00745	105,81	0,909
10	364,47	30,66	30,94	0,01508	0,00877	109,39	0,822
20	364,04	30,66	30,97	0,03350	0,01166	114,67	1,343
30	363,26	30,66	31,00	0,05827	0,01608	123,95	0,997
46	369,39	30,65	31,42	0,13002	0,03198	223,16	4,172
46	374,18	30,65	31,30	0,11480	0,02841	197,81	3,597
1	382,60	30,64	30,76	0,00133	0,00785	111,68	0,941
10	382,46	30,64	30,90	0,01417	0,00893	113,49	1,010
20	381,82	30,64	30,96	0,03084	0,01146	118,73	1,222
30	381,80	30,64	31,09	0,05125	0,01506	124,87	1,855
46	381,16	30,64	31,30	0,10209	0,02347	147,16	2,239
60	381,06	30,64	31,37	0,22704	0,04293	234,42	1,969
1	404,38	30,60	30,73	0,00125	0,00817	116,38	1,086
10	403,57	30,60	30,88	0,01326	0,00927	120,09	1,947
20	403,37	30,60	30,93	0,02830	0,01131	122,99	1,283
30	403,08	30,60	31,04	0,04580	0,01438	128,70	1,502

p [bar]	T [K]	t_o [s]	t [s]	ϱ [g cm^{-3}]	Λ	$\eta \cdot 10^{-7}$ [kg/m·s]	$\Delta\eta \cdot 10^{-7}$ [kg/m·s]
46	401,34	30,60	31,19	0,08300	0,02073	142,44	1,914
60	402,37	30,60	31,28	0,13064	0,02823	168,21	2,159
1	423,58	30,58	30,72	0,00120	0,00860	122,59	1,015
10	423,73	30,58	30,84	0,01251	0,00952	125,05	1,293
20	422,88	30,58	30,90	0,02644	0,01124	126,52	1,750
30	422,40	30,58	30,98	0,04213	0,01391	131,24	1,680
46	420,91	30,58	31,11	0,07280	0,01935	143,46	2,070
60	421,34	30,58	31,37	0,10702	0,02525	163,75	2,710
80	420,67	30,58	32,02	0,17574	0,03655	210,40	2,295
1	443,07	30,56	30,66	0,00114	0,00879	125,56	1,135
10	442,21	30,56	30,81	0,01191	0,00974	129,26	1,551
20	441,79	30,56	30,88	0,02491	0,01133	131,64	1,585
30	441,34	30,56	30,93	0,03924	0,01364	135,03	1,261
46	440,81	30,56	30,97	0,06570	0,01846	147,11	2,525
60	440,21	30,56	31,03	0,09371	0,02335	162,27	2,399
80	439,51	30,56	31,46	0,14379	0,03118	187,24	2,668
100	441,01	30,56	31,93	0,19756	0,04024	230,10	2,549
1	463,43	30,54	30,65	0,00109	0,00926	132,35	1,168
10	462,22	30,54	30,79	0,01130	0,01005	134,71	1,571
20	461,96	30,54	30,84	0,02351	0,01153	138,07	2,095
30	461,86	30,54	30,90	0,03667	0,01346	139,28	1,691
46	461,60	30,54	30,99	0,06016	0,01771	149,12	2,358
60	461,35	30,54	31,22	0,08369	0,02209	163,51	3,101

p [bar]	T [K]	t_o [s]	t [s]	ϱ [g cm^{-3}]	Λ	$\eta \cdot 10^{-7}$ [kg/(m·s)]	$\Delta\eta \cdot 10^{-7}$ [kg/(m·s)]
80	460,64	30,54	31,36	0,12311	0,02857	183,89	3,377
100	460,57	30,54	31,74	0,16729	0,03559	210,76	3,826
1	484,88	30,53	30,63	0,00104	0,00954	136,46	1,334
10	483,49	30,53	30,78	0,01077	0,01034	139,74	2,068
20	483,04	30,53	30,81	0,02224	0,01162	142,13	1,927
30	482,13	30,53	30,87	0,03452	0,01339	144,02	1,948
46	481,40	30,53	30,97	0,05598	0,01737	155,75	2,193
60	481,29	30,53	31,00	0,07674	0,02111	165,28	2,994
80	480,05	30,53	31,02	0,11048	0,02663	179,85	3,383
100	482,13	30,53	31,42	0,14540	0,03258	203,92	2,868

L E B E N S L A U F

Geboren:	22.Februar 1943 in Stadtkyll(Eifel)
Schulbildung:	
1950 - 1955	Volksschule in Stadtkyll
1955 - 1965	Neusprachliches Gymnasium in Gerolstein
Praktische Tätigkeit:	
Juli - August 1963	Jünkerather Maschinenfabrik
Juli - August 1964	Jünkerather Maschinenfabrik
Studium:	
Mai 1965 - September 1970	Physikstudium an der Universität Bonn - Diplom - Vorprüfung: 5.7.1968 - Diplom - Hauptprüfung: 23.10.1970
Berufstätigkeit:	
November 1970 - Juni 1972	Wissenschaftlicher Mitarbeiter bei der Deutschen Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt e.V., Porz-Wahn
Juli 1972 - Mai 1975	Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Thermo- und Fluiddynamik der Ruhr-Universität Bochum
Seit Juni 1975	Wissenschaftlicher Assistent am gleichen Institut

Bamberger Fotodruck
GmbH & Co. KG.
Schadel & Wehle
86 Bamberg · Hohe-Kreuz-Str. 9b · Tel. 0951/21617 [5 44 14]